

Lateral strukturierte Oberflächen zur THz-Strahlmanipulation

DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat)

dem

Fachbereich Physik
der Philipps-Universität Marburg

vorgelegt von

DAVID JAHN

aus

Dresden

Marburg an der Lahn, 2017

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg
als Dissertation angenommen am: 01.02.2018

Erstgutachter: Prof. Dr. Martin Koch
Zweitgutachter: Prof. Dr. Martin Hofmann

Tag der mündlichen Prüfung: 09.02.2018
Hochschulkennziffer: 1180

*Wenn Du ein Schiff bauen willst, dann trommle nicht
Männer zusammen um Holz zu beschaffen, Aufgaben
zu vergeben und die Arbeit einzuteilen, sondern lehre
die Männer die Sehnsucht nach dem weiten, endlosen
Meer.*

Antoine de Saint-Exupery

(Werk: Die Stadt in der Wüste / Citadelle)

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen und Methoden	5
2.1. Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie	6
2.1.1. Photoleitende Antennen	7
2.1.2. Grundprinzip	9
2.2. Strahlcharakterisierung	12
2.2.1. Bildgebende Verfahren im THz-Bereich	12
2.2.2. Theorie zu Strahlprofilmessungen	15
2.2.3. Strahlprofilmessungen	18
2.2.4. Diskussion der Strahlprofilmessungen	27
2.3. Fehlerquellen und Messunsicherheit in Zeitbereichsmessungen	28
2.3.1. Bestimmung der optischen Parameter	29
2.3.2. Rauscheinflüsse	37
2.3.3. Der Einfluss der Verzögerungsstrecke	40
3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer	47
3.1. Die Ausbreitung von Oberflächenwellen an einer Metall - Dielektrikum Grenzschicht	48
3.1.1. Dielektrische Eigenschaften von Metallen	49
3.1.2. Wellengleichung	52
3.1.3. THz-Oberflächenwellen - nur Sommerfeld-Zenneck Wellen?	54
3.1.4. Theoretische Dispersionsrelation	57
3.1.5. Anregung von Oberflächenwellen	59
3.2. Der Bessel-Strahlformer	62
3.2.1. Simulation	64
3.2.2. Analytische Überlegungen - Beugungstheoretische Beschreibung	69
3.3. Messungen	70
3.3.1. Fernfeldmessungen	70
3.3.2. Nahfeldmessungen	75
3.4. Diskussion der Ergebnisse	80
4. 3D-gedruckte Wellenleiter mit Auskoppelgitter	83
4.1. Theoretische Beschreibung	84
4.1.1. Planarer Schichtwellenleiter	84
4.1.2. Rechteckiger Dielektrischer Wellenleiter	87
4.1.3. Gitterkoppler	88

Inhaltsverzeichnis

4.1.4. Simulation	89
4.2. Messung	92
4.2.1. Herstellung	92
4.2.2. Mikrowellensystem	93
4.2.3. Ergebnisse	94
4.3. Diskussion der Ergebnisse	96
5. Gedruckte Metamaterialien	99
5.1. Das Herstellungsverfahren	101
5.1.1. Proben	101
5.1.2. Charakterisierung der Druckqualität	102
5.1.3. Leitfähigkeit	104
5.2. Terahertz-Messungen	107
5.2.1. Ringgrößenverhältnis	107
5.2.2. Gittermoden	111
5.2.3. Winkelsensitivität	114
5.3. Diskussion der Ergebnisse	114
6. Zusammenfassung und Ausblick	117
A. Numerische Methoden	123
A.1. Eigenmode Solver zur Berechnung von Dispersionsrelationen	123
A.2. Die Simulation von periodischen Strukturen	123
A.3. Auslesen von Felddaten aus CST	125
B. Systemstabilität - Zwei Zeitbereichsspektrometer im Vergleich	127
C. Auswertesoftware für THz-Bildmessungen	131

1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Wechselwirkung von Terahertz-Strahlung mit strukturierten Oberflächen. Dabei wird auf zwei Aspekte dieses breiten Forschungsfeldes genauer eingegangen: Plasmonische THz-Oberflächenwellenleiter und THz-Metamaterialien.

Teilt man Festkörper von einem elektromagnetischen Standpunkt aus gesehen in drei Kategorien ein, so wären dies Dielektrika, Halbleiter und Metalle. Auf den ersten Blick sind die Metalle, deren charakteristische Eigenschaft die hohe Wärme- und elektrische Leitfähigkeit ist, vielleicht die uninteressanteste Materialgruppe. Die metallische Bindung mit ihren aufgefüllten Leitungsbändern verhindert die Transmission von elektromagnetischer Wellen für Frequenzen bis in den optischen Bereich hinein und oft sogar darüber hinaus. Entsprechend ist die Reflektion sehr hoch, Metallflächen werden klassischerweise als Spiegel verwendet. Diese relativ simple Anwendung steht im Gegensatz zu der komplexen Bedeutung, die Metalle in elektronischen Anwendungen haben. Die Ausnutzung der hohen Reflektivität geschieht prinzipiell auch in metallischen Hohlleitern, welche als Wellenleiter im GHz-Frequenzbereich zum Einsatz kommen. Auch basieren alle metallischen diffraktive Optiken darauf, elektromagnetische Strahlung in metallisierten Bereichen zu reflektieren, zwei prominente wichtige Beispiele sind etwa metallische Beugungsgitter oder Lochblenden. Eine ganz andere Idee steckt hinter plasmonischen Anwendungen.

An metallischen Oberflächen können die im Metall frei beweglichen Ladungsträgern zu kollektiven Dichteschwingungen angeregt werden. Diese erzeugen wiederum ein elektromagnetisches Feld, welches an die Oberfläche gebunden ist. Die fundamentalen Eigenschaften des, als Oberflächen-Plasmon-Polaritonen (SPP) bekannten Phänomens haben in den letzten Jahren, nicht nur im THz-Frequenzbereich, ein reges Forschungsinteresse geweckt. Die Oberflächenplasmonenresonanzspektroskopie stellt schon heute eine direkte Anwendung eines auf Oberflächenplasmonen beruhenden Spektroskopieverfahrens in der Biosensorik dar. Auch für die weitere Miniaturisierung von photonischen Schaltkreisen werden Oberflächenplasmonen diskutiert, da sie eine als Wellenlängenkomprimierung bekannte Eigenschaft aufweisen. Nahe der sogenannten Oberflächenplasmonenresonanz kann die Wellenlänge auf einen Bruchteil reduziert werden, wodurch dieses Phänomen unter anderem zur Auflösungserhöhung in bildgebenden Verfahren, oder zur spektroskopischen Untersuchung kleiner Probenmengen diskutiert wird.

Herausfordernd für die THz-Plasmonik ist, dass sich die meisten Metalle für Terahertz-Frequenzen ($0,3 \cdot 10^{12}$ Hz .. $5 \cdot 10^{12}$ Hz) wie ideale Leiter verhalten. Dadurch erfahren THz-Oberflächenplasmonen nur eine geringe Dämpfung in Ausbreitungsrichtung und können so über viele Wellenlängen propagieren. Dies liest sich zunächst wie ein Vorteil. Ein genauerer Blick auf die Eigenschaften der Oberflächenwellen offenbart allerdings, dass diese im THz-

1. Einleitung

Frequenzbereich eigentlich keine Bindung an die Oberfläche erfahren. Die zugehörige Lösung der Maxwell-Gleichung wurde schon von Sommerfeld 1899 formuliert, weshalb dieser Typ Lösung auch Sommerfeld-Zenneck-Welle genannt wird. Sie verhält sich wie ein an der Oberfläche entlang streifender Freistrah. Ohne eine Bindung an die Oberfläche können plasmonische Strukturen für den THz-Bereich nicht realisiert werden.

Erst die Erkenntnis, dass eine periodische Strukturierung der Metalloberfläche im Subwellenlängenbereich, etwa periodische Vertiefungen, stark an die Oberfläche gebundene Oberflächenwellen im THz-Bereich ermöglicht, gibt der THz-Plasmonik Auftrieb. Die veränderte Metalloberfläche kann als effektives Medium mit reduzierter Ladungsträgerdichte aufgefasst werden. Es wird daher zu einem gewissen Grad möglich, die Eigenschaften der THz-Oberflächen-Plasmon-Polaritonen durch die Strukturierung der Oberfläche festzulegen. Die so entstandenen Designer-Oberflächen werden auch plasmonische Metamaterialien genannt, also künstliche, periodisch strukturierte Oberflächen.

Dieser Umstand spannt den Bogen zu dem zweiten Themenkomplex der Arbeit, den Aerosol-Jet gedruckten Metamaterialien. Ganz analog sind Metamaterialien Dielektrika mit künstlichen elektromagnetischen Eigenschaften. Die dielektrischen Eigenschaften dieser Materialien werden durch eine, auf die Oberfläche aufgebrachte, metallische Strukturierung im Subwellenlängenbereich maßgeschneidert. Eine Vielzahl exotischer optischer Phänomene, wie etwa der negative Brechungsindex, wurden durch Metamaterialien bereits demonstriert.

Als experimentelle Methode kommt in der Arbeit fast ausschließlich die THz-Zeitbereichsspektroskopie zum Einsatz, welche, als frequenz aufgelöste breitbandige spektroskopische Messmethode, ein attraktives experimentelles Hilfsmittel bereitstellt. Nicht nur zusätzliche Messmethoden für die direkte Bestimmung des Nahfeldes, sondern auch die technologisch noch vergleichsweise einfache Herstellung der strukturierten Metalloberflächen und Metamaterialien macht diesen Frequenzbereich attraktiv.

Die Arbeit gliedert sich in vier Kapitel. In Kapitel 2 wird der Leser in die Grundlagen der Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie eingeführt. Das Kapitel selbst untergliedert sich in drei Bereiche. Im Grundlagenteil, Kapitel 2.1, wird die Generation und Detektion von Terahertz-Strahlung und die Messmethode der Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie im Detail erläutert. Das nächste Unterkapitel 2.2 gibt einen Überblick über Terahertz-Strahlprofilmessungen. Diese werden mit verschiedenen Detektoren, etwa einer auf Mikrobolometern basierenden THz-Kamera, einer photoleitenden Antenne und einer Golay-Zelle durchgeführt. Die Strahlprofilmessungen sind vorbereitend für die Charakterisierung des plasmonischen strahlformenden Elementes und der THz-Metamaterialien zu sehen. Im letzten Unterkapitel 2.3 wird auf die Berechnung der optischen Konstanten und deren Fehlerabschätzung genauer eingegangen, ferner wird der Einfluss der Verzögerungseinheit auf den Messfehler diskutiert. Dieses letzte Unterkapitel hat zum Ziel, die Messmethode besser zu verstehen und ggf. zu verbessern.

In Kapitel 3 wird der plasmonische Bessel-Strahlformer vorgestellt. Neben den interessanten physikalischen Grundlagen dieser Klasse von strahlformenden THz-Optiken, kann als Motivation zur Beschäftigung mit solchen Elementen ganz klar ihr reduzierter Platzbedarf, gerade in transversaler Richtung, dienen. Im Vergleich zu herkömmlichen Linsen

könnte der Emitter direkt in die plasmonische Struktur integriert werden. Der hergestellte Bessel-Strahl für sich ist ebenfalls für bildgebende Verfahren interessant. Er besitzt einen sogenannten Stiefokus und es wird diskutiert, diesen zur Verbesserung der Tiefenauflösung bei THz-tomographischen Verfahren einzusetzen. Das Kapitel gliedert sich in die theoretischen und numerischen Grundlagen zum Design des Strahlformers, bevor die eingehende experimentelle Überprüfung der Struktur im Fern- und Nahfeld dargestellt wird.

Aufbauend auf dem Konzept des Auskoppelgitters, welches auch bei dem Bessel-Strahlformer die Auskopplung der ansonsten gebundenen Oberflächenwelle in den Freistrahler ermöglicht, wird in Kapitel 4 ein 3D-gedruckter Gitterkoppler für 120 GHz demonstriert. Der 3D-Druck von THz-Bauteilen ist ein aktuelles Forschungsgebiet, da mit dieser Herstellungsmethode die Zyklen vom Entwurf, über die Simulation, zum fertigen Bauteil hin zu dessen experimenteller Charakterisierung äußerst kurz sind. Das Kapitel beginnt mit der Diskussion der grundlegenden Eigenschaften von dielektrischen Wellenleiterstrukturen und deren numerische Simulationen. Daraus folgend werden die Geometrieparameter der zu druckenden Struktur festgelegt, das Bauteil hergestellt und mit einem Mikrowellensystem experimentell charakterisiert.

Das Kapitel 5, stellt die Forschungsergebnisse zu den aktuellen Aerosol-Jet gedruckten Metamaterialstrukturen vor. Diese für die Herstellung von THz-Metamaterialien neue Technologie ermöglicht es, nahezu beliebige leitfähige Strukturen mit Linienbreiten im 10 μm -Bereich herzustellen. Zweierlei weitere Eigenschaften machen diese Methode interessant. Zum einen, ganz im Unterschied zur etablierten Photolithographie, ist die prototypische Herstellung unterschiedlichster Proben in kleiner Stückzahl und deren iterative Verbesserung kosteneffizient und schnell möglich. Zum anderen lässt sich die leitfähige Tinte auf eine Reihe von verschiedenen Trägermaterialien aufbringen, so wurden hier etwa flexible PET Folien verwendet. Die gewonnenen Ergebnisse demonstrieren eindeutig, dass dieses Druck-Verfahren für die Herstellung von Metamaterialstrukturen im THz-Bereich einsetzbar ist. Im Kapitel 5 wird zunächst eine eingehende lichtmikroskopische Untersuchung der gefertigten Strukturen durchgeführt, bevor die THz-Transmission, auch winkelaufgelöst, gemessen wird.

Im letzten Kapitel 6 wird eine Zusammenfassung der erzielten Resultate und Anregungen für weitere Forschungsansätze gegeben.

2. Grundlagen und Methoden

Der Terahertzbereich des elektromagnetischen Spektrums umfasst Frequenzen von 0,1 THz bis etwa 10 THz [1] und fällt damit zwischen Mikrowellenstrahlung und den Infrarotbereich, wie es auch in Abbildung 2.1 dargestellt ist [2].

Für die Erzeugung und Detektion liegt dieser Bereich damit zwischen zwei unterschiedlichen Welten. Bis in den Gigahertzbereich dominieren elektronische Sender und Empfänger, auf der anderen Seite des Spektrums, im infraroten und optischen Bereich, sind photonische Quellen etabliert. Beide Prinzipien stoßen im THz-Bereich auf physikalische Grenzen, weshalb die Erschließung dieses Frequenzbereiches, der „THz-Lücke“, für Forschung und Industrie erst ab den 1990er Jahren begann [3–5].

Heute dringen elektronische Quellen immer weiter in den THz-Bereich vor. Aber auch von der anderen Seite des Spektrums, wie beispielsweise durch die immer weiter voranschreitende Verbesserung des Quantenkaskadenlasers wird die THz-Lücke nach und nach geschlossen. Mit der Vielzahl verschiedener Methoden zur Erzeugung von sowohl gepulster als auch kontinuierlicher (cw) THz-Strahlung kann man heute, zumindest in der Forschung, nicht mehr von einer THz-Lücke sprechen. Einen immer noch guten Überblick über die vielfältigen Generations- und Detektionsmethoden gibt etwa Tonouchi [6].

In der vorliegenden Arbeit wurden zur Emission und Detektion von THz-Strahlung fast ausschließlich photoleitende Antennen in einem THz-Zeitbereichsspektrometer (THz TDS, engl. für THz time-domain spectroscopy) verwendet. Auf diese Methode wird im Folgenden näher eingegangen.

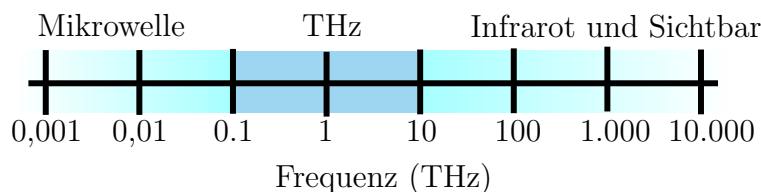


Abbildung 2.1.: Einordnung der THz-Spektralregion.

Im Unterkapitel 2.1 werden die Grundlagen der THz-Zeitbereichsspektroskopie eingeführt. Für die Experimente in Kapitel 3 ist eine genaue Kenntnis des THz-Strahlprofils vorteilhaft, weshalb das zweite Grundlagenkapitel 2.2 Experimente zur Strahlcharakterisierung zeigt. Anschließend wird die Fehlerberechnung der optischen Konstanten und der Einfluss von Messfehlern in Kapitel 2.3 diskutiert.

2.1. Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie

Die Geschichte der THz-Zeitbereichsspektroskopie ist eng verwoben mit dem Aufkommen erster Ultrakurzpulslaser [7], welche die Entdeckung des photoleitenden Schalters (Auston-Switch) [8–11] möglich machten. Das physikalische Grundprinzip dieses Schalters ist bis zu den heutigen THz-photoleitenden Antennen gleich geblieben, wobei eine Reihe maßgeblicher Verbesserungen dazu beitragen, dass THz-Zeitbereichsspektrometer heute kompakter, kostengünstiger und effizienter sind als zu der Pionierzeit in den späten 1980er und 1990er Jahren. Als Meilenstein kann vielleicht die Idee zählen, die photoleitenden Antennen mit Siliziumlinsen zur Vorkollimation auszustatten, um so das fundamentale Problem der Auskopplung der erzeugten Strahlung aus dem Halbleitermaterial zu lösen [12–14]. Ein weiterer Meilenstein dürfte die Entwicklung des Titan-Saphir Lasers sein, welcher eine leistungsfähige und stabile Quelle für kurze Pulse bei ca. 800 nm bereitstellt. Die Entwicklung beschleunigte sich nochmals mit dem Aufkommen von fasergekoppelten Femtosekundenlasern [15] zunächst ebenfalls bei 800 nm und noch später durch den Schritt hin zur Telekom-Wellenlänge von 1550 nm [16] und der Entwicklung von geeigneten photoleitenden Antennenmodulen für diese Wellenlänge [17–20].

Als Messmethode basiert die THz-Zeitbereichsspektroskopie auf der Emission und kohärenten Detektion von zeitlich kurzen elektromagnetischen Pulsen, deren Frequenzkomponenten im THz-Bereich liegen. Die interessanten Eigenschaften der THz TDS sind zum einen auf den speziellen Frequenzbereich und zum anderen auf die zeitaufgelöste Detektionsmethode zurückzuführen. Wie in Abbildung 2.1 ersichtlich, befindet sich der THz-Bereich zwischen dem Infrarotbereich und dem Mikrowellenbereich. Viele Eigenschaften von THz-Strahlung ähneln daher denjenigen von hochfrequenten Mikrowellen, etwa die Transmission der Strahlung durch eine Vielzahl optisch undurchsichtiger Materialien. So eignet sich THz-Strahlung zur zerstörungsfreien Materialanalyse in Transmission oder Reflektion, was sie auch für Industrie und Technikanwendungen interessant macht [6, 21, 22]. Neben der Grundlagenforschung [23] hat sich die THz-Zeitbereichsspektroskopie weitere Anwendungsfelder in der Industrie erschlossen. Zu nennen sind hier etwa die Qualitätskontrolle [24–28], der Sicherheitsbereich [29–32] und, wieder mehr in Richtung Forschung gehend, die Untersuchung von Kunstobjekten mit THz-Strahlung [33–35]. Gerade für Sicherheitsanwendungen, etwa zur Personenkontrolle an Flughäfen, zeichnet die THz-Strahlung zudem ein erhöhtes laterales Auflösungsvermögen durch die kleineren Wellenlängen (1 THz entsprechen 300 μm) im Vergleich zur Mikrowelle und zum anderen auch die gesundheitliche Unbedenklichkeit der Strahlung aus. Mit einer Photonenenergie von ca. 4 meV (bei 1 THz) ist THz-Strahlung nicht ionisierend.

Die Strahlführung für Wellenlängen im THz-Bereich ähnelt der Strahlführung bei optischen Wellenlängen. Während im Mikrowellenbereich Wellenleiterstrukturen dominieren, wird THz-Strahlung im Freistrahlfeld mit geeigneten Linsen und Spiegeln geführt. Die dafür benötigten Materialien sind andere als im optischen Bereich. Da viele Gläser eine hohe Absorption im THz-Bereich haben, verwendet man statt dieser verschiedenste Polymere. Gut geeignet ist etwa HDPE (High density polyethylene) wegen seines nahezu dispersionsfreien Brechungsindex und der geringen Absorption zum Bau von Linsen [36]. Metalle verhalten

sich im THz-Bereich noch nahezu wie perfekte Leiter, somit sind Metalle als Spiegel für den THz-Bereich geeignet [37]. Die sehr hohe Leitfähigkeit gängiger Metalle im THz-Bereich verwischt den Unterschied der verschiedenen Metalle für plasmonische Anwendungen. Plasmonische strahlführende Elemente können daher gleichermaßen sowohl aus Gold, als auch aus Aluminium hergestellt werden, wobei letzteres aus Kostengründen zu bevorzugen ist. Ein weiteres, zur THz-Strahlformung interessantes Material ist hochresistives Silizium. Dieses besitzt ebenfalls einen nahezu dispersionsfreien Brechungsindex im THz-Band, der allerdings um etwa einen Faktor 2 höher ist als der der meisten Polymere [14, 38].

Ein Kurzpuls laser ist Herzstück eines jeden THz-Zeitbereichsspektrometers. Die Pulsdauern müssen für die Erzeugung von THz-Strahlung in der Größenordnung von etwa 100 fs liegen. Freistrahlaufbauten werden deshalb häufig mit einem Titan-Saphir Laser realisiert. Das von einem grünen Pumplaser (532 nm, Nd:YVO₄) gepumpte Gewinnmedium eines solchen Lasers ist Titanium dotierter Saphir (Al₂O₃). Die Wellenlänge des Pumplasers wird im Titan-Saphir Kristall absorbiert, eine Besetzungsinversion findet statt. Durch ein zusätzliches Element in der Laserkavität können unter Ausnutzung des breiten Gewinnspektrums des Ti:Sa, ultrakurze Laserpulse erzeugt werden [39, 40].

Ein Ti:Sa Freistrahlaufbau kam während der Messungen in Italien, sowie während der ersten Experimente zur Zeitbereichsspektroskopie in Marburg und für die Nahfeldmessungen am Bessel-Strahlformer in Kapitel 3 zum Einsatz. In allen weiteren Systemen ist ein Faserlaser (bei 780 nm oder 1550 nm) verbaut. Mit dem Aufkommen von photoleitenden Antennen bei der Telekom-Wellenlänge von 1550 nm [18] geht der Trend bei THz-System eindeutig zu fasergekoppelten Systemen. Die Hauptgründe sind hierfür sicherlich die reduzierten Kosten, die Kompaktheit der Systeme, der geringere Justageaufwand, die hohe Stabilität und die erweiterten Einsatzmöglichkeiten der fasergekoppelten Systeme. Die verfügbaren Laser bei 1550 nm erreichen Pulsdauern unter 90 fs bei Repetitionsraten von 100 MHz. Ein zu beachtender Umstand ist die verwendete Faserlänge. Durch Dispersion verbreitern sich kurze Pulse bei der Propagation durch eine Glasfaser. An der THz-Antenne ist der optische Puls dann unter Umständen bereits zeitlich zu lang, um noch effektiv THz-Strahlung erzeugen zu können. Dieses Problem kann beseitigt werden, indem die Dispersion in einer Faser definierter Länge mit inverser Dispersion vorkompensiert wird [41]. Damit werden die zu verwendeten Faserlängen des Systems fest vorgegeben. Ferner ist die Phasenstabilität von Fasersystemen im Vergleich zu Freistrahlaufbauten temperaturempfindlicher. Dies spielt normalerweise keine Rolle, da der Effekt durch Referenz und Probenmessung korrigiert werden kann. Für Langzeitbeobachtungen kann er dennoch hinderlich werden [42] und muss entsprechend berücksichtigt werden. Dieser kleine Design-Nachteil wird gerne für die erhöhte Flexibilität der Systeme in Kauf genommen.

2.1.1. Photoleitende Antennen

Breitbandige Emission und Detektion von THz-Strahlung kann mit einer, von einem ultrakurzen Laserpuls angeregten, photoleitenden Antenne erreicht werden [13]. Die grundlegenden Bausteine solcher Antennen sind prinzipiell gleich, die Materialien und Details können sich aber je nach optischer Anregungsfrequenz stark unterscheiden. Die photoleitenden Anten-

2. Grundlagen und Methoden

nen bestehen aus einem Halbleitersubstrat und einer metallischen Antennenstruktur. Häufig verwendete Metallstrukturen sind etwa Stripline, Dipol, Bowtie, oder spiralförmige Metallisierungen [43, 44]. Exemplarisch wird im Folgenden die Dipolstruktur näher erläutert, wobei anderen Antennenstrukturen zu einer veränderten Frequenzantwort der Antenne führen, sonst aber prinzipiell ähnlich funktionieren. Die Metallstruktur ist immer durch eine Lücke, das sogenannte „Gap“ unterbrochen. Die Dipolantenne besteht daher also aus zwei nicht verbundenen Metallstücken, Länge inklusive Gap ca. 100 μm . Das Gap hat eine Länge von ca. 25 μm . Senkrecht dazu sind Streifenleitungen zur Kontaktierung angebracht, welche wesentlich länger sind als die eigentliche Dipolstruktur. Aus der Theorie zur Dipolstrahlung ergibt sich ganz fundamental, dass das abgestrahlte elektromagnetische Feld stets proportional zur Änderung des Stromes ist, welche sich wiederum aus der Änderung der Stromdichte und der Änderung der Geschwindigkeit der Ladungsträger zusammensetzt. Eine rasche Änderung der Stromdichte in der Zeitskalen um 100 fs wird dazu führen, dass die abgestrahlte Strahlung Frequenzkomponenten im THz-Bereich aufweist. Für den Emitter wird häufig eine „Stripline“-Struktur verwendet. Wird an diese eine Spannung angelegt, so baut sich in dem Gap ein starkes elektrisches Feld von mehr als 100 kV cm^{-1} auf (limitiert durch die Durchbruchfeldstärke des Materials). Treffen nun noch zusätzlich Photonen auf das Halbleitermaterial im Gap, deren Energie ausreicht um Elektronen in das Leitungsband zu heben, so wird der Stromkreis der Antennenstruktur geschlossen. Es kommt solange zu einem Stromfluss, wie die Elektronen sich im Halbleitermaterial bewegen. Ausschlaggebend hierfür ist die relativ schnelle Abschirmung des angelegten Feldes durch die freien Ladungsträger, welche dann kein Feld mehr spüren. Schon etwas später werden sie an Fehlstellen gefangen und noch später kommt es zur Rekombination mit Löchern. Ein auf dem Drude-Lorentz Modell basierendes Modell beschreibt relativ gut die Ladungsträgerdynamik und über $\frac{dj}{dt} \propto E_{\text{THz}}$ somit auch das abgestrahlte THz-Feld [45]. Da die Antennenstruktur nicht berücksichtigt wird, kann ein solches Modell keinesfalls die Abstrahlcharakteristik der Antenne modellieren [46]. Allerdings kann relativ intuitiv nachvollzogen werden, welche Materialparameter und optischen Parameter die THz-Emission in photoleitenden Antennen beeinflussen. Es zeigt sich, dass die Amplitude der Strahlung proportional zur angelegten Spannung und zur optischen Leistung ist, die Bandbreite von diesen Faktoren aber nur unwesentlich beeinflusst wird. Für diese ist zumindest im Bezug auf die Emission der wichtigste Faktor die Pulsdauer und das Zusammenspiel von hoher Mobilität und kurzer Ladungsträgerlebensdauer. Typische Pulsdauern von THz-Transienten sind dann im unteren Pikosekunden- bis Sub-Pikosekundenbereich, wobei das abgestrahlte THz-Feld dieselbe Repetitionsrate wie der anregende Kurzpulslaser hat. Am Detektor wird häufig eine Dipolstruktur verwendet, an welche allerdings keine Spannung angelegt wird. Treffen optischer Puls und THz-Puls synchron am Detektor ein, so werden durch den optischen Puls wieder Ladungsträger angeregt, welche verursacht durch das elektrische Feld des THz-Pulses einen Stromfluss generieren. Mathematisch ist der Photostrom am Detektor j daher eine Faltung des elektrischen Feldes des THz-Pulses E_{THz} und der Ladungsträgertransiente $g(t - \tau)$, welche durch den optischen Puls

herbeigeführt wird

$$j(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{THz}}(t)g(t - \tau)dt. \quad (2.1)$$

Der gemessene Stromfluss verhält sich damit, zumindest im Idealfall von kleinen Ladungsträgerlebensdauern, proportional zur elektrischen Feldstärke des THz-Pulses. Für 800 nm kommt bei der Sendeantenne meist Galliumarsenit (GaAs) und für die Detektorantenne LT-GaAs (low temperature grown GaAs) zum Einsatz. Das LT-GaAs wird bei niedrigeren Temperaturen gewachsen, wodurch sich mehr Defekte in das Kristallgitter einbauen, was die gewünschte schnelle Ladungsträgerdemobilisierung bewirkt. Für 1550 nm Antennen muss die Halbleiterstruktur wegen der geringeren Photonenenergie angepasst werden. Es kommt eine InGaAs-InAlAs Mesostruktur zum Einsatz [18].

2.1.2. Grundprinzip

Mit dem vorangegangenen Kapitel zur den photoleitenden Antennen sind die wesentlichen Bestandteile eines THz-Zeitbereichsspektrometers gegeben. Der Femtosekundenlaser, die photoleitenden Antennen und eine Verzögerungseinheit sind die drei Kernkomponenten eines jeden THz-Zeitbereichsspektrometers. Der Strahlverlauf in einem THz-Zeitbereichsspektrometer ist in Abbildung 2.2 gezeigt.

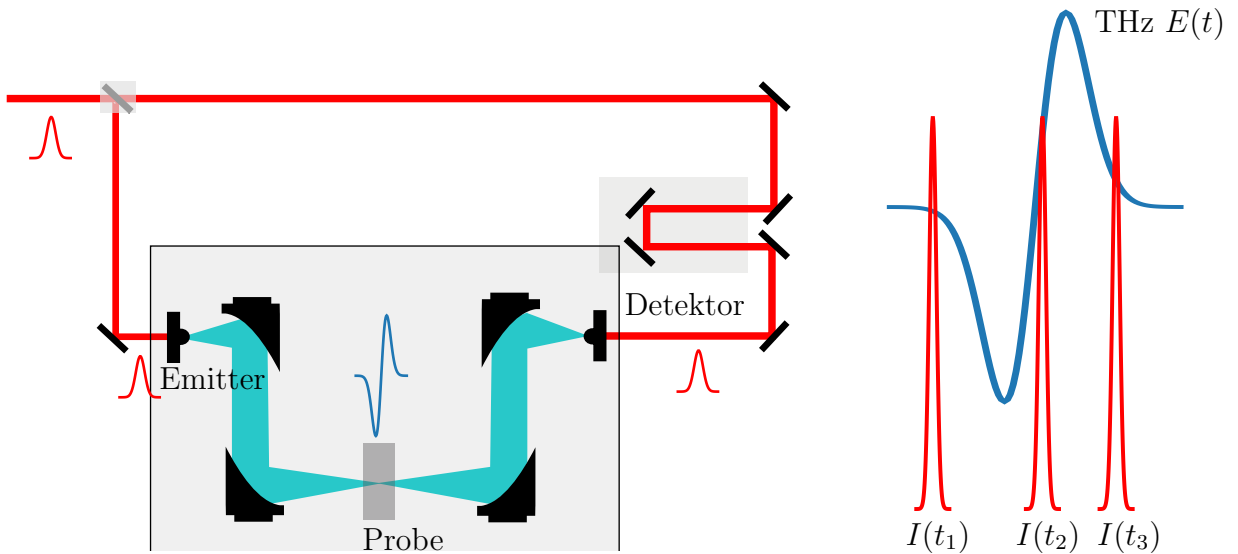


Abbildung 2.2.: Links: Schemazeichnung eines Zeitbereichsspektrometers. Rechts: In blau ist schematisch der THz-Puls dargestellt, in rot der optische Abtastpuls für verschiedene Positionen der Verzögerungsstrecke (t_i).

pektrometer ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Der optische Femtosekundenlaserstrahl ist in rot, der THz-Freistrahls in blau, dargestellt. Der optische Strahl wird zunächst an einem Strahlteiler aufgeteilt. Ein Teil wird auf die Emitterantenne geführt, wo THz-Strahlung erzeugt wird. Der zweite Strahl wird über eine Verzögerungseinheit auf den Detektor fokussiert, an welchem der induzierte Photostrom gemessen wird. Nur wenn der THz-Puls ein elektrisches Feld verschieden von Null zum Zeitpunkt des Auftreffens des optischen

2. Grundlagen und Methoden

Puls hat, fließt ein Photostrom. Das bedeutet, dass die Laufzeiten vom Strahlteiler zum Detektor für beide Wege (Strahlteiler - Emitter - Detektor) und (Strahlteiler - Detektor) etwa gleich lang sein müssen. Für den eingestellten Zeitversatz t zwischen beiden Strahlverläufen, misst der Detektor einen Photostrom, welcher proportional zum elektrischen Feld $E(t)$ des THz-Pulses ist. Wird nun die Laufzeit, bspw. im Detektorpfad relativ zu der Laufzeit im Emitterpfad verlängert oder verkürzt, so trifft der optische Puls nicht mehr gleichzeitig mit dem THz-Puls am Detektor ein, wie in Abbildung 2.2b) dargestellt. Durch sukzessives Verfahren des Zeitversatzes, kann so das elektrische Feld zeitaufgelöst bestimmt werden.

Im Unterkapitel 2.3.3 wird genauer auf die Verzögerungseinheit, bzw. auf den Fehler in $E(t)$ durch eine fehlerhafte Bestimmung des Zeitversatzes t , eingegangen. Typischerweise wird die Verzögerungseinheit durch eine mechanische Linearverfahreinheit, welche einen Retroreflektor bewegt, realisiert. Bewegt sich die Verzögerungseinheit um δs so resultiert ein Laufzeitunterschied von $\delta t = 2\delta s/c$. Eine Laufzeitauflösung von 10 fs entspricht somit einer Positionierauflösung von 1,5 μm . Populär sind zudem mehrfach gefaltete Strahlverläufe, etwa im HHI-System [47] $\delta t = 4\delta s/c$, was einerseits den Vorteil hat, dass für dasselbe Messfenster die Verzögerungsstrecke weniger bewegt werden muss, d. h. prinzipiell längere Messfenster oder schnellere Messungen möglich werden. Andererseits kann die um den Faktor zwei erhöhte Anforderung an die Positioniergenauigkeit zum Nachteil werden.

Die angesprochene Positionierung der Verzögerungsstrecke ist, zusammen mit einer evtl. gewollten Rauschunterdrückung an der Detektorantenne mittels Lock-in Verstärker oder Mitteln, der ausschlaggebende Faktor was die benötigte Zeit für die Messung einer Zeitbereichsspur angeht. Im einfachsten Fall, wird die Verzögerungsstrecke äquidistant Schritt für Schritt abgefahren und an jeder Position s_i der Photostrom gemessen. Dieses Verfahren ist äußerst zeitaufwendig, weil jeder Halt der Verzögerungsstrecke notgedrungen Wartezeiten beinhaltet, in denen mögliche mechanische Schwingungen ausklingen. Viel schneller, aber technisch etwas aufwendiger ist es, die Verzögerungsstrecke kontinuierlich zu verfahren und die Zeitpunkte der Messung mittels elektronischen Trigger-Signals zu synchronisieren. Wie in der Veröffentlichung [48] dargelegt können mit dieser Methode schwer erkennbare Fehler passieren, was eine erhöhte Komplexität der Messsoftware erfordert.

Wie bereits angesprochen ist der zu messende Photostrom an der Detektorantenne sehr klein, oft nur in der Größenordnung von einigen Nanoampere. Zur Rauschunterdrückung werden verschiedene Verfahren angewandt. Die erste Lösung ist, mit einem rauscharmen Strom-Spannungsverstärker und einer sehr schnellen Verzögerungseinheit ein Messfenster in einer kurzen Zeit mehrmals aufzuzeichnen und die Messwerte zu mitteln. Die Repetitionsrate des Lasers liegt meist im dreistelligen Megahertzbereich. Typische Zeitbereichsmessungen beinhalten ca. tausend Messpunkte, weshalb selbst bei einer Messgeschwindigkeit von 100 Hz noch immer mehr als tausend optische Abtastungen pro Messpunkt gemittelt werden. Es ist also noch Platz für mehr Messpunkte oder schnellere Verzögerungsstrecken. Ein zweiter Ansatz ist die Verstärkung des kleinen Photostromes mittels Lock-in Verfahren. Hierzu wird das Messsignal mit einer festen Frequenz moduliert. Dies kann im Fall des photoleitenden Emitters mechanisch durch ein Zerkhackrad (Chopperrad) sowohl

2.1. Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie

im THz-Strahlengang als auch im optischen Strahlengang geschehen. Stabiler ist es, die angelegte Spannung am Emitter zu modulieren. So sind ohne weiteres Frequenzen bis in den zweistelligen kHz-Bereich möglich, ohne dass die detektierte Amplitude sinkt. Die Modulationsfrequenz wird entweder vom Lock-in direkt erzeugt oder aber als Referenzsignal an diesen übergeben. Der Lock-in verstärkt dann selektiv nur Signale mit der richtigen Frequenz. Die Rauschunterdrückung ist sehr effizient, allerdings ist der Lock-in Prozess gegebenenfalls etwas langsamer als einfaches Mitteln. Fundamental limitierend ist hier die maximale Modulationsfrequenz, welche bei der Modulation der Spannung am Emitter durch die konkrete Antennenstruktur vorgegeben ist. Ab einer gewissen Frequenz, nimmt die abgestrahlte THz-Leistung rapide ab, typischerweise bei Modulationsfrequenzen um 30 kHz. Damit ist auch die kürzeste sinnvolle Lock-in Zeitkonstante und darüber auch die maximale Fahrtgeschwindigkeit bei Lock-in Detektion gegeben. Die Zeitkonstante des Lock-in-Verstärkers wirkt gewissermaßen wie ein Tiefpassfilter [49],

$$\tau_{\text{THz}} = v_D \tau_{\text{Lock-in}} \quad (2.2)$$

$$f_{\text{max}} = \frac{1}{2\pi v_D \tau_{\text{Lock-in}}} . \quad (2.3)$$

Mit einer noch vertretbaren Integrationskonstante von 333 μs (bei einer Modulation mit 30 kHz), einer zu erreichenden Bandbreite von 4 THz, resultiert daraus eine maximale Fahrtgeschwindigkeit von ca. 120 ps s^{-1} . Bei typischen Messbereichen von 100 ps sind mit Lock-in Verstärkung daher Messgeschwindigkeiten von ca. 1 Hz erreichbar.

Abbildung 2.3 zeigt eine Beispielmessung, welche mit einem fasergekoppelten Zeitbereichsspektrometer aufgenommen wurde. Der gemessene Photostrom wurde mit einem Lock-in Verstärker verstärkt. Generell lässt sich die THz-Zeitbereichsspur in drei Bereiche aufteilen. Trifft der optische Anregepuls vor dem THz-Puls am Detektor ein (blauer Bereich), so bewegen sich die Ladungsträger im Detektormaterial nicht, es wird kein Stromfluss gemessen. Sind THz-Puls und optischer Puls ungefähr synchron, so sind die erzeugten Ladungsträger dem THz-Feld ausgesetzt. Ein Stromfluss wird gemessen (roter Bereich). Die bei der Transmission des THz-Pulses in Probe oder Luft auftretende Absorption prägt dem Zeitbereichssignal langanhaltende, dem Hauptpuls folgende, Nachschwingungen auf (grüner Bereich). Im vorliegenden Fall wurde die Transmission durch Luft gemessen. Das in der Luft enthaltene Wasser absorbiert THz-Strahlung und sorgt so für die langanhaltende Transiente. Das Spektrum des THz-Pulses offenbart die vielen Wasserabsorptionslinien. Bemerkenswert ist auch das sehr hohe maximale Signal-zu-Rausch Verhältnis der Messmethode, was bereits für Einzelmessungen typischerweise 60 dB beträgt. Allgemein ist das Signal-zu-Rauschverhältnis als

$$SNR = \frac{\langle E(\omega)^2 \rangle}{\sigma_E(\omega)^2} \quad (2.4)$$

definiert, wobei $\langle \rangle$ für den Mittelwert und σ_E für die Standardabweichung des Messsignales stehen.

2. Grundlagen und Methoden

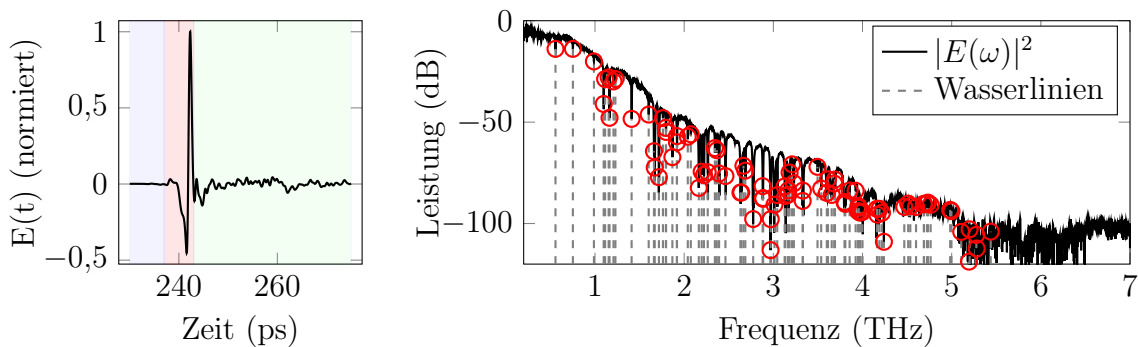


Abbildung 2.3.: Messergebnis einer THz-Zeitbereichsmessung. Links: THz-Puls im Zeitbereich (Transmission durch Luft), Rechts: Spektrum, inkl. Wasserlinien aus der HITRAN Datenbank. (rote Punkte)

2.2. Strahlcharakterisierung

THz-Zeitbereichsspektroskopie ermöglicht eine zeit- und orts aufgelöste Messung des elektrischen Feldes. Einige interessante Phänomene, wie etwa der Effekt der temporalen Pulsformveränderung von single-cycle Pulsen bei Propagation durch Luft[50, 51], welche theoretisch vorhergesagt wurde können mittels THz TDS direkt gemessen werden. Auch die Gouy-Phase eines fundamentalen Gauß-Strahls, welche im Fokus zu dem, schon aus der Strahlenoptik zu erwartenden Phasenänderung von π führt, lässt sich mittels THz TDS direkt bestimmen[52]. Aber auch praktisch relevantere und zunächst nicht so offensichtliche Effekte machen die Strahlcharakterisierung und ein Verständnis der THz-Strahlausbreitung nötig. Eine, für sämtliche spektroskopische Anwendungen zugrunde gelegte Annahme ist, dass das Einführen der Probe in den Strahlengang keinerlei Einfluss auf die Frequenzantwort des Detektors hat und sämtliche gemessenen Veränderungen allein auf die Probengeometrie und Probeneigenschaften zurückzuführen sind. Für optisch dünne Proben mag diese Annahme immer zutreffen, bei optisch dicken Proben hingegen könnte die Veränderung des räumlichen Strahlprofils auch eine Änderung des Signals am Detektor bewirken. Für fokussierte Messungen wird dieser Effekt umso stärker sein. Auch für die Einkopplung von THz-Strahlung in Wellenleiter, ist eine Kenntnis des Strahlprofils von großer Bedeutung.

2.2.1. Bildgebende Verfahren im THz-Bereich

Die THz-Strahlcharakterisierung ist kein neues Gebiet [53, 54]. Im Gegensatz zu den ersten Pionierarbeiten [55], welche äußerst aufwendige Methoden verwendeten, gibt es heute eine Reihe konkurrierender THz-bildgebender Verfahren. Eine Unterteilung kann mit den Kategorien frequenz aufgelöste Methoden versus breitbandige Methoden und Anzahl der Detektorpixel getroffen werden. Einen guten Überblick über den Stand der Technik ist in [5, 56] zu finden.

In letztere Kategorie fallen Kameras, welche auf Mikrobolometerarrays basieren [57–

59]. Diese kommerziell erhältlichen Detektoren bestehen aus 385×288 Pixeln der Größe $35 \mu\text{m}$ und detektieren THz-Strahlung von 100 GHz bis 4,25 THz bei einer beachtlichen Bildrate von 50 Hz. Mit der weiteren Optimierung photoleitender Emitter hinsichtlich Ausgangsleistung, könnten diese Kameras demnächst sehr attraktiv für schnelle Strahlprofilüberprüfungen in THz-Zeitbereichsspektrometern werden. Sie kommen schon heute bei leistungsstärkeren Quellen zum Einsatz. Für fasergekoppelte photoleitende Emitter ist allerdings die Sensitivität, bzw. die verfügbare THz-Leistung noch nicht hoch genug. Beispielmessungen sind im Kapitel 2.2.3 zu finden.

Für frequenz aufgelöste Bildgebung wird an jedem Pixel eine volle THz-Zeitbereichsspur aufgenommen. Wegweisend ist hier die Arbeit von Zhang [60, 61]. In dieser Publikation wird elektro-optisches Sampling mit einer Multipixel CCD Kamera verwendet. Hierdurch, kann das gesamte Strahlprofil in einem größeren räumlichen Bereich mit nur einer Fahrt der Verzögerungseinheit aufgenommen werden. Diese elegante Messmethode ist sehr schnell. Bereits 1996 konnten so 22×22 Pixel mit 7,5 fps ausgelesen werden! Nachteile sind ein erhöhter Justageaufwand, die Flexibilität des Aufbaus und die Bandbreitenlimitierung durch den verwendeten ZnTe Kristall.

Die dazu konkurrierende, ebenfalls frequenz aufgelöste, Methode ist sogenanntes Single-Pixel-Imaging. Dazu wird die Probe oder wahlweise auch der Detektor bewegt und so Pixel für Pixel eine THz-Zeitbereichsmessung durchgeführt. Diese Methode wurde für alle frequenz aufgelösten THz-Bilder in dieser Arbeit verwendet. Kommt als Detektor ein fasergekoppeltes Antennenmodul zum Einsatz ist diese Methode äußerst flexibel was verschiedenste Messgeometrien angeht.

Etwa zum Abrastern des Strahlprofils kann der Detektor in alle drei Raumrichtungen bewegt werden. Wird der Detektor in Ausbreitungsrichtung um Δz verfahren, so gilt zu beachten, dass auch das Zeitfenster, d. h. der Start- und Endpunkt der Verzögerungsstrecke um $\Delta z/c = \Delta t$ nachgeführt werden sollte. Nahezu beliebige andere Geometrien sind ebenfalls denkbar. So wurden im Rahmen der Arbeit auch winkelaufgelöste Messungen durchgeführt. Die große Flexibilität des Single-Pixel-Imagings mittels fasergekoppelter Detektorantenne zeigt sich auch in einem aktuellen Forschungsprojekt, bei dem die Antenne mittels Roboterarm im Raum bewegt und um zwei Achsen gedreht werden kann. So können auch komplexere Oberflächen stets in Normalenrichtung in Reflektion charakterisiert werden [62].

Ein Nachteil des Single-Pixel-Imaging ist, dass für jeden Pixel eine komplette Fahrt der Verzögerungsstrecke nötig ist. Für eine langsame Verzögerungsstrecke, kombiniert mit der Lock-In Detektion, kann die benötigte Zeit pro Pixel leicht im zweistelligen Sekundenbereich liegen. Daraus resultieren bereits für kleine Bilder Messdauern von mehreren Stunden, was sowohl für Justage als auch Messung nicht praktikabel ist. Das Single-Pixel-Imaging benötigt also schnelle Messzeiten pro Pixel. Dies kann auf verschiedenen Wegen realisiert werden. Einige Konzepte wurden auch im Rahmen der Arbeit verwendet und eine kurze Einteilung wird in den nächsten Unterkapiteln gegeben.

2. Grundlagen und Methoden

2.2.1.1. Systeme ohne Freistrah

Zeitbereichsmessungen schneller durch zu führen, bedeutet den Zeitversatz von Emitter- und Detektorpuls schneller verändern zu können. Denkbar sind schnelle mechanische Verzögerungsstrecken, welche die nötigen Anforderungen an Präzision und Geschwindigkeit aufweisen. Für die Realisierung wird stets eine kurze Freistrahstrecke mit ihrer erhöhten Anforderung an Justage und Abmaße anfallen. Im Gegensatz dazu ist ein vielversprechender Ansatz, die Verzögerung von Detektor- und Emitterpuls optisch zu realisieren. Die Technik hierfür sind etwa ECOPS [63], ASOPS [25, 64] oder die Realisierung der Verzögerung mittels Faserstrecke und andere [65]. Die zwei letztgenannten wurden für einige Experimente im Rahmen der Arbeit verwendet und sollen daher kurz vorgestellt werden.

Das fasergekoppelte THz-Zeitbereichsspektrometer mit Faserstrecke ist die erste Generation von Zeitbereichsspektrometern, bei denen keine optische Freistrahstrecke mehr anfällt. Der zeitliche Versatz zwischen optischen Puls und THz-Puls am Detektor wird bei diesen Systemen dadurch erreicht, dass ein sehr langes Stück Glasfaser mechanisch gedehnt und gestaucht wird. Die Änderung der Zeitverzögerung des optischen Pulses am Detektor muss zur Rekonstruktion der Zeitachse der THz-Messung bekannt sein. Hierzu wird ein zweiter Laser in die Glasfaser eingekoppelt, welcher bei einer separaten Wellenlänge läuft. Zur erneuten Trennung des kontinuierlichen Signals und des gepulsten Lasers kommt ein wellenlängenabhängiger Multiplexer (WDM) zum Einsatz. Eine interferometrische Überwachung der Längenänderung und damit die Linearisierung der Zeitachse der Messung werden so möglich.

Um einiges aufwändiger aber auch deutlich schneller sind die beiden Verzögerungskonzepte ASOPS (engl. für asynchronous optical sampling) und ECOPS (engl. für electronically controlled optical sampling). Bei beiden Konzepten werden die Repetitionsraten von zwei Femtosekundenlasern synchronisiert. Beim ASOPS Konzept etwa, wird die Repetitionsrate beider Laser leicht unterschiedlich gewählt. Der eine Laserpuls wird zum Detektor, der andere zum Emitter gesandt. Zwischen zwei Laserpulsen verschiebt sich wegen der unterschiedlichen Repetitionsrate jedes Mal der zeitliche Abstand leicht, sodass damit das gesamte Zeitfenster, welches dann dem inversen der kürzeren Repetitionsrate entspricht, vermessen werden kann. Für eine typische Repetitionsrate von 250 MHz ergibt sich so ein Messfenster von ca. 4 ns. Die Differenzfrequenz bestimmt somit die Messdauer. Aktuelle Arbeiten zeigen THz TDS Messungen mit mehr als tausend THz-Pulsen pro Sekunde [66], wobei immer noch ein maximales Singleshot SNR von 50 dB und einer Bandbreite von ca. 1 THz erreicht werden kann. Besseres SNR und Bandbreite wird für diese Systeme normalerweise durch Mitteln mehrerer Zeitbereichsspuren erreicht. Es können so, je nach gewünschtem SNR, viele Pixel pro Sekunde vermessen werden.

2.2.1.2. Systeme mit Freistrah

Aufgrund der vergleichsweise deutlich höheren Kosten bei einem ASOPS System, für welches ein zweiter Femtosekundenlaser und eine ausgefeilte Synchronisation der Repetitionsraten nötig ist, setzen viele kommerzielle Anbieter für THz-Zeitbereichsspektrometer auf schnelle mechanische Verzögerungsstrecken. Hier wird der, ansonsten in der Glasfaser geleitete Fem-

tosekundenpuls, ausgekoppelt und über eine schnelle mechanische Verzögerungsstrecke der gewünschte Zeitversatz hergestellt. Wie sich später zeigt, gilt es auch dabei die Synchronisation von Messung und kontinuierlichen Bewegungen der Verzögerungsstrecke möglichst genau zu gewährleisten. Aktuelle Systeme sind etwa das TeraFlash System [47] oder das Hübner-System [67]. Nicht zuletzt auch durch die immer weiter verbesserten Antennenmaterialien und damit verbunden der immer größere Photostrom am Detektor, kann dieser direkt mittels Transimpedanzverstärker verstärkt werden. Ein Lock-in Verstärker und die damit verbundene Limitation der Messgeschwindigkeit ist für die neueste Antennengeneration nicht zwingend erforderlich [68].

2.2.1.3. 120 GHz Dauerstrichsystem

Für die, mittels 3D-Druck hergestellten Strukturen wurde ein gänzlich anderes Messsystem verwendet. Da die Strukturgrößen durch den Drucker vorgegeben sind war es absehbar, dass die hergestellten Strukturen bei größeren Wellenlängen besser funktionieren würden. Im „sub-THz“-Bereich, damit ist der Frequenzbereich von 10 GHz bis ca. 150 GHz gemeint, gibt es elektronische Möglichkeiten zur Detektion und Emission von elektromagnetischer Strahlung mit wesentlichen höherer Ausgangsleistung als die photoleitenden Antennen im THz-Bereich. Der Emittor im verwendeten Mikrowellensystem ist eine, auf dem Gunn-Effekt beruhende Diode, im Detektor kommt eine Schottky Diode zum Einsatz. Eine Beschreibung des Systems ist in der Dissertation von R. Gente nachzulesen [69].

2.2.2. Theorie zu Strahlprofilmessungen

Strahlprofilmessungen an photoleitenden Antennen wurden bereits sehr früh durchgeführt [53, 70]. Mit der Zeit gesellten sich dazu auch theoretische Überlegungen zur Berechnung des Abstrahlprofiles der Antennen [45, 71]. Auch die Ausbreitung des THz-Pulses durch optische Elemente und Luft wurde theoretisch und experimentell untersucht [70, 72, 73]. Kurz zusammenfassend lässt sich aus allen diesen Veröffentlichungen sagen, dass sich die einzelnen Frequenzkomponenten der breitbandigen THz-Strahlung eigentlich nie als reiner TEM_{00} Strahl ausbreiten. In [70] wird das Strahlprofil als Superposition von Laguerre-Gauß-Moden beschrieben, wofür aber mitunter bis zu 50 Moden nötig werden. In guter Näherung findet sich aber, dass die Propagation durch strahlformende Elemente wie etwa Linsen und Spiegel sehr gut mit dem bekannten ABCD-Matrizen Ansatz aus der Theorie zu Gauß-Strahlen, meist mit Näherung des Strahlprofiles an die Grundmode, beschrieben werden kann [5].

Hauptsächlich für den Bessel-Strahlformer in Kapitel 3 wird die Kenntnis des Strahlprofiles für die Einkopplung in den Rechteckwellenleiter von großer Bedeutung werden, weshalb im Folgenden eingehend auf die Standardmethoden zur Strahlcharakterisierung eingegangen wird.

Es gibt verschiedene Methoden, wie z.B. die Knife-Edge oder Lochblendenmethode, um Strahlprofilmessungen durchzuführen. Bei der Knife-Edge-Methode wird ein Strahlblocker in den Strahlengang eingeführt. Wird dieser nun schrittweise aus dem Strahlengang entfernt,

2. Grundlagen und Methoden

nimmt die am Detektor eintreffende Leistung sukzessive zu. So kann über die Zunahme eine Aussage über den Strahldurchmesser getroffen werden. Diese Methode ist gerade dann beliebt, wenn nur ein Single-Pixel Detektor zur Verfügung steht, oder das zu erwartende Signal-zu-Rausch Verhältnis klein ist. Eine Leistungsmessung mit Golayzelle findet sich in Kapitel 2.2.3.3. Nach ISO Norm vorzuziehen ist die Lochblendenmethode, bei der das Intensitätsprofil in einigen lateralen Ebenen gemessen wird.

In der THz-Zeitbereichsspektroskopie ist es durch die zusätzliche Phasenauflösung, häufig auch schon mit einer einzigen Bildebene möglich, einen groben Überblick über den Strahl zu erhalten. So lässt sich über die Phasenlage und Krümmung der Phasenfronten leicht ablesen, ob der Strahl kollimiert oder fokussiert ist, ob er ggf. schief zur Detektorebene steht und vieles mehr. Hierzu wird im Unterkapitel 2.2.3.2 Bezug genommen.

2.2.2.1. Gauß - Strahlen

Alle wesentliche Eigenschaften des erzeugten THz-Strahls sind auf die Emittiergeometrie und die dort verwendeten Materialien zurückzuführen [70]. Oft lässt sich das daraus resultierende Strahlprofil eines THz-Strahles sehr gut durch die fundamentale TEM₀₀-Mode

$$E(r, z) = E_0 \hat{x} \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{w(z)^2}\right) \exp\left(-i\left(kz + k\frac{r^2}{2R(z)} - \psi(z)\right)\right) \quad (2.5)$$

annähern. Diese ist eine zylindersymmetrische Lösung der paraxialen Helmholtzgleichung. In der transversalen Ebene folgt das Intensitätsprofil einer Gauß'schen Glockenkurve, deren Breite $w(z)$ gemäß

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.6)$$

mit dem Abstand zur Strahltaile an $z = 0$ zunimmt. Der mit Gleichung 2.5 beschriebene Strahl wird wegen des Intensitätsverlaufs auch Gauß-Strahl genannt. Die Krümmung der Phasenfronten ist ebenfalls von z abhängig

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right). \quad (2.7)$$

Bei dem Durchgang durch den Fokuspunkt ändert sich die Phase des elektrischen Feldes um π , was über den zusätzlichen Faktor

$$\Psi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right), \quad (2.8)$$

welcher auch Gouy-Phase genannt wird, beschrieben wird. Ein Gauß-Strahl ist damit über wenige Parameter vollständig beschrieben. Maßgeblichen Einfluss hat der minimale Strahldurchmesser im Fokus, Strahltaile w_0 genannt, und über die Rayleigh-Länge $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ auch die Wellenlänge. Der Divergenzwinkel beträgt $\theta_0 = \arctan\left(\frac{w_0}{z_R}\right)$. Abbildung 2.4 zeigt einen modellierten Gauß-Strahl bei einer Frequenz $f = 500$ GHz und einer Strahltaile von $w_0 = 0,7$ mm. Die hyperbelförmige Einhüllende gibt die Strahlbreite aus Formel 2.6 an und die gepunkteten Linien stellen die Krümmung der Phasenfronten dar.

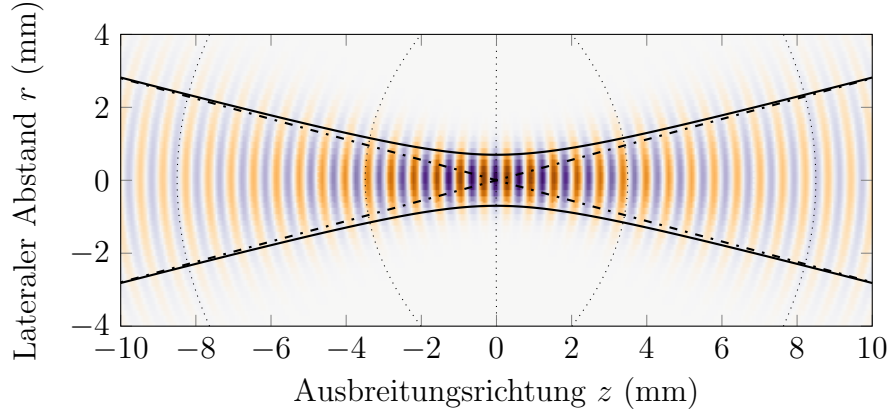


Abbildung 2.4.: Elektrische Feldverteilung eines Gauß-Strahles bei Propagation durch den Fokuspunkt. Strahltaile $w_0 = 0,7 \text{ mm}$ und Frequenz $f = 500 \text{ GHz}$.

2.2.2.2. Die ISO Norm für Laserstrahlqualität

Für die Charakterisierung des Strahlprofils von Laserstrahlen existiert eine verbindliche Norm (ISO 11146) [74], welche die nötigen Begriffe und Berechnungen einheitlich festlegt und damit den Vergleich von Strahlqualitätsmessungen erlaubt. Nach der Norm sollte das Strahlprofil an mindestens zehn verschiedenen z -Positionen in der gesamten Ebene senkrecht zum Strahl (xy -Ebene) bestimmt werden. Aus den gemessenen Intensitätsverteilungen $I(x, y)$ wird für jede z -Position über die ersten und zweiten Momente der Verteilung eine Aussage über die Strahlbreite getroffen. Hierfür wird die sogenannte $d4\sigma$ Breite genutzt. Sie definiert den Strahldurchmesser als den Bereich $\langle x \rangle \pm 2\sigma$ und ist damit etwa doppelt so groß wie die Halbwertsbreite einer Gauß-Verteilung. Es zeigt sich, dass ganz unabhängig vom Strahlprofil [75] die funktionale Abhängigkeit in z -Richtung immer einer Hyperbel entsprechen muss, analog zu Formel 2.6. Durch einen hyperbolischen Fit und die daraus bestimmten Parameter kann daher abgeleitet werden, inwieweit die Strahlform von einem perfekten TEM_{00} Strahl abweicht. Der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung $\langle x \rangle$ ist definiert als

$$\langle x \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) x dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) dx dy} \quad (2.9)$$

und die Varianz der Verteilung $\sigma_x^2(z)$ als

$$\sigma_x^2(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) (x - \langle x \rangle)^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) dx dy}. \quad (2.10)$$

Analog dazu sind $\langle y \rangle$, σ_y^2 und die Kovarianz σ_{xy} definiert. Es ist von großer Bedeutung für die Bestimmung des Schwerpunktes und der Varianz der Verteilung, die Messdaten einer Hintergrundkorrektur zu unterziehen und ferner die Integrationsdomäne iterativ festzulegen [76], da sonst Rauscheinflüsse außerhalb der Strahlregion die Auswertung dominieren. Über die Kovarianz wird die mögliche Drehung der Strahlellipse in der xy -Ebene berücksichtigt.

2. Grundlagen und Methoden

Die $d4\sigma$ -Strahlbreite ergibt sich dann zu

$$d_{\sigma x}(z) = 2\sqrt{2} \left(\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \gamma \left[(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)^2 + 4(\sigma_{xy})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.11)$$

wobei $\gamma = \frac{\sigma_x^2 - \sigma_y^2}{|\sigma_x^2 - \sigma_y^2|}$ ist. Für $d_{\sigma y}$ gilt eine analoge Formel bei der lediglich, γ durch $-\gamma$ ersetzt werden muss. Die Orientierung der Hauptachse des Strahls ist über

$$\phi(z) = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\sigma_{xy}}{\sigma_x^2 - \sigma_y^2} \right) \quad (2.12)$$

gegeben. Verändert sich der Winkel ϕ zwischen zwei z Positionen mehr als 10° , so spricht man von einem astigmatischen Strahl. Im letzten Schritt werden die so bestimmten Strahldurchmesser $d_{\sigma x}(z)$ an die hyperbolische Funktion

$$d_{\sigma x} = \sqrt{a + bz + cz^2} \quad (2.13)$$

angepasst. Die Koeffizienten a, b, c können in die relevanten Strahlparameter überführt werden. Die z -Position der Strahltaille etwa ist $z_0 = \frac{-b}{2c}$, die $d4\sigma$ -Breite der Strahltaille beträgt $d_{\sigma 0} = \frac{1}{2\sqrt{c}} \sqrt{4ac - b^2}$, der Divergenzwinkel des Strahl $\theta_\sigma = \sqrt{c}$, die Rayleighlänge $z_R = \frac{1}{2c} \sqrt{4ac - b^2}$ und schließlich der M^2 -Wert $M^2 = \frac{\pi}{8\lambda} \sqrt{4ac - b^2}$.

Auch für die, in der anderen Hauptachse bestimmten $d4\sigma$ Breiten lässt sich dieses Vorgehen wiederholen.

Zusammenfassend beinhaltet eine vollständige Strahlcharakterisierung nach ISO Norm das Aufzeichnen des zweidimensionalen Intensitätsprofils in mindestens 10 Bildebenen, davon sind etwa fünf innerhalb einer Rayleighlänge, die anderen fünf außerhalb dieser, zu wählen. Es ist daher vor einer Strahlprofilmessung nötig, die Fokusposition grob zu bestimmen [77]. Da die Rayleighlänge frequenzabhängig ist, sollten im Idealfall für die Strahlcharakterisierung weit mehr als 10 Bildebenen vermessen werden, um so bei der breitbandigen THz-Strahlung sicher zu stellen, dass die Anforderungen aus der Norm stets erfüllt sind.

2.2.3. Strahlprofilmessungen

Mit den notwendigen Definitionen ausgestattet können wir nun die experimentelle Strahlcharakterisierung durchführen. Sehr akkurat aber auch zeitaufwendig ist das Aufnehmen eines Strahlprofils mit einer photoleitenden Antenne als Detektor, was im Unterkapitel 2.2.3.2 durchgeführt wird. Eine viel schnellere Alternative sind THz-Kameras. Zum Einsatz kam für die Messungen in Kapitel 2.2.3.1 eine Kamera des Herstellers INO (IRXCam-THz-384) [59]. Der Sensor einer solchen Kamera besteht aus 384×288 Pixeln, wobei jeder Pixel die eintreffende THz-Intensität registriert. Auf jedem Pixel sitzt dafür ein Mikrobolometer, ein kleiner thermischen Detektor. Trifft THz-Strahlung aus dem Frequenzband von 0,1 THz - 4,25 THz auf ein solches Mikrobolometer, so verändert sich über die Temperaturveränderung der elektrische Widerstand im Mikrobolometer, was

als Messwert registriert wird. Die Messung ist, wenn keine zusätzlichen Filter verwendet werden nicht frequenz aufgelöst, allerdings kann das gesamte Intensitätsprofil mit nur einer (schnellen) Messung bestimmt werden, die Framerate der Kamera beträgt 50 Hz.

Eine Herausforderung ist die äußerst geringe Ausgangsleistung der photoleitenden Antennen. Für die erste Generation 1550er Antennen, ist selbst im Fokus das Rauschen stärker als das Signal. Erst mit den neuen „high Power“ Emittern[78] des HHI, welche eine Ausgangsleistung von 60 μW besitzen, konnte ein Strahlprofil mit der Kamera gemessen werden. Außerhalb des Fokus verteilt sich die Leistung auf eine größere Fläche, weshalb auch hier keine ISO-konforme Strahlprofilmessung mit der THz-Kamera möglich ist. Für noch höhere Ausgangsleistungen lässt sich mit der THz-Kamera sehr schnell und komfortabel die Position des Fokus und die Strahleigenschaften bestimmen, wie für den Large-Area-Emitter am Verstärkersystem durchgeführt.

Die folgenden Unterkapitel umfassen eine Messreihe mit der Mikrobolometerkamera als THz-Detektor und photoleitender Antenne 2.2.3.1 sowie Large-Area-Emitter 2.2.3.1 als THz-Quelle. Anschließend werden in Kapitel 2.2.3.2 Strahlprofilmessungen mit einer photoleitenden Antenne als Detektor gezeigt. Außerdem wird eine Strahlprofil- und Leistungsmessung mit der Golayzelle als Detektor durchgeführt 2.2.3.3. Abschließend wird als Anwendungsbeispiel das Strahlprofil einer Fresnel'schen Zonenplatte als fokussierendes Element vermessen 2.2.3.4.

2.2.3.1. Strahlprofilmessung mit der INO-Kamera

Für die Strahlprofilmessungen wurde die INO-Kamera auf eine Verfareinheit montiert und so für verschiedene z -Positionen (Ausbreitungsrichtung) ein Intensitätsprofil $I(x, y)$ bestimmt. Zur Hintergrundkorrektur wird ein konstanter und linearer Offset zeilenweise von dem Bild abgezogen. Eine zusätzliche Glättung der Messdaten brachte keine weitere Verbesserung, weshalb diese unterlassen wurde. Das Bild wird durch die iterative Berechnung des Schwerpunktes und der Varianz auf einen kleinen Bereich um den Schwerpunkt geschnitten.

Photoleitende Antenne

Abbildung 2.5a) zeigt das THz-Strahlprofil einer photoleitenden 120 V Antenne für 1550 nm. Mit $\sim 60 \mu\text{W}$ ist diese Antenne die bisher leistungsstärkste [78], dennoch lässt sich aus Abbildung 2.5b) herauslesen, dass das erreichte Signal-zu-Rausch Verhältnis nur bei 5-6 liegt. Die Methode über die Momente der Verteilung unterliegt dann stark den Rauscheinflüssen, weshalb für diesen Fall auf eine andere Methode zur Abschätzung des Strahldurchmessers zurückgegriffen wurde. Für jede z -Position wird eine eindimensionale Gauß-Kurve durch den Schwerpunkt der Verteilung entlang der Koordinatenachsen x und y angefitet. Die Halbwertsbreite der so bestimmten Gauß-Verteilung unterliegt weniger dem Messrauschen, wenn auch viel Information verloren geht. Abbildung 2.5c) zeigt den hyperbolischen Fit für diese Messung. Es lässt sich erkennen, dass der Strahl einen Fokus durchläuft. Eine genauere Analyse, bspw. des Divergenzwinkels oder der Strahl-taille ist mit diesen Daten nicht aussagekräftig. Dennoch ist bemerkenswert, dass eine

2. Grundlagen und Methoden

Detektion der THz-Leistung mit der INO-Kamera möglich ist. Durch die stetige Erhöhung der Ausgangsleistung der Antennen und auch der voranschreitenden Verbesserungen der Mikrobolometerkameras ist davon auszugehen, dass relativ bald Strahlprofilmessungen und damit sehr schnelle Justiermöglichkeiten für den THz-Bereich mit dieser Technologie erreichbar sind.

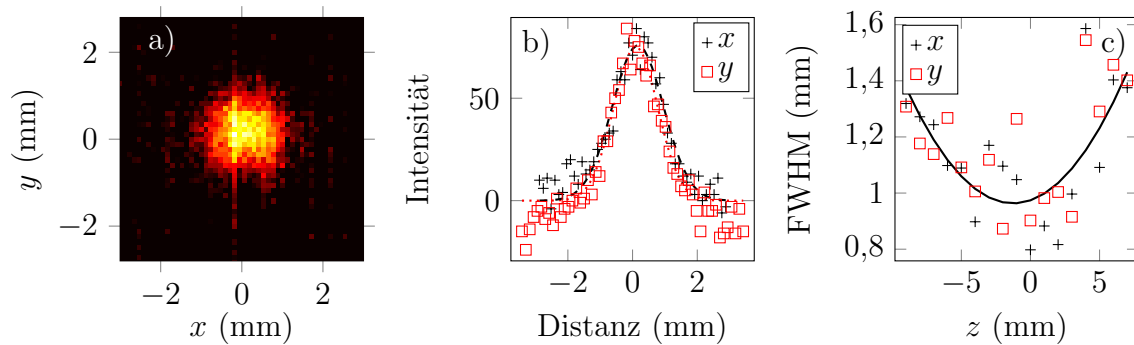


Abbildung 2.5.: a) Mit der INO-Kamera bestimmte Intensitätsverteilung im Zwischenfokus einer photoleitenden Antenne, maximale Ausgangsleistung $60\text{ }\mu\text{W}$. b) Messwerte entlang der Koordinatenachsen (x und y) durch den Schwerpunkt der Verteilung inkl. Gauß-Fit. c) Gemessene Strahlbreite in x - und y -Richtung. Schwarze Linie: hyperbolischer Fit zur Bestimmung von Fokusposition und Strahltaile für die photoleitende Antenne.

Large Area Emitter

An Verstärkersystemen können wesentlich größere THz-Leistungen erzielt werden. Als Emitter kommt für die folgenden ein sogenannter „Large-Area“ Emitter zum Einsatz. Die große Intensität des optischen Anregepuls wird dabei auf eine große Fläche (etwa $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$) aufgeweitet. Auf das Gallium-Arsenid Halbleitersubstrat wird eine metallische Fingerstruktur aufgebracht, um trotz kleiner angelegten Spannung ein großes elektrisches Feld erzeugen zu können. Der Large-Area-Emitter lässt sich mit der INO-Kamera routinemäßig charakterisieren. Hier ist die THz-Leistung hoch genug um auch weit außerhalb des Fokuspunktes noch ein Strahlprofil aufzeichnen zu können. Im Folgenden wird die Charakterisierung des THz-Strahlprofils durch die in der ISO Norm definierten Begriffe durchgeführt. Für jede Intensitätsprofilmessung wird gemäß Formel 2.11 die $d_{4\sigma}$ Breite bestimmt und schließlich aus dem hyperbolischen Fit die Strahlparameter berechnet. Abbildung 2.6a) zeigt ein gemessenes Intensitätsprofil mit zugehörigem zweidimensionalen Gauß-Fit (schwarze Konturlinien). Über einen Bereich von 17 mm wurden Intensitätsmessungen alle $0,2\text{ mm}$ durchgeführt. Die $d_{4\sigma}$ Strahlbreite ist in Abbildung 2.6b) dargestellt. Es fällt auf, dass die Strahltaile für die beiden Hauptachsen an verschiedenen z -Positionen liegt, und der Unterschied ganze 2 mm beträgt. Die Strahltaillen betragen $d_{\sigma x} = 2,9\text{ mm}$ und $d_{\sigma y} = 3,2\text{ mm}$, bei einem Divergenzwinkel von $\sim 10,5^\circ$ in beiden Richtungen. Wegen der breitbandigen Natur der THz-Pulse ist die Angabe eines M^2 -Wertes für diese Messungen nicht sinnvoll. Zieht man hierfür beispielsweise die Frequenz heran,

bei der die Emission maximal ist, ~ 750 GHz, führt dies zu M^2 Werten von 1,02 bzw. 1,05 für beide Hauptachsen.

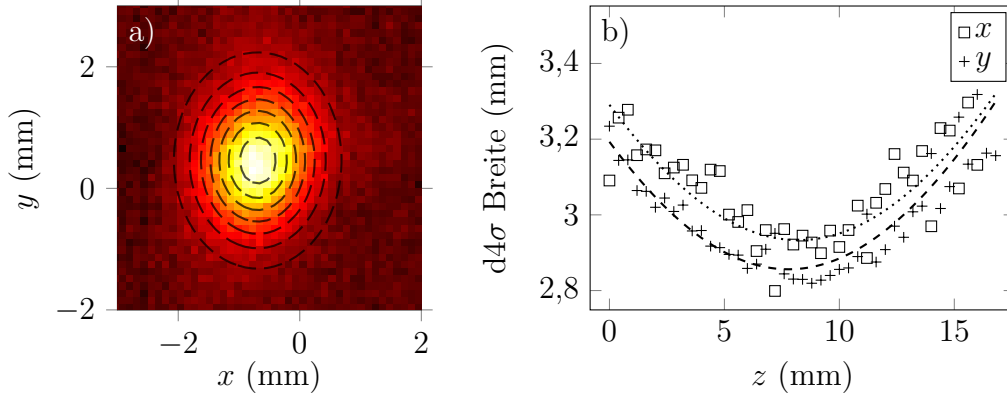


Abbildung 2.6.: a) Messung des Intensitätsprofils des Large-Area-Emitters nach Hintergrundbereinigung. Schwarze Linien zeigen die Konturlinien eines zweidimensionalen Gauß-Fits. b) $d4\sigma_i$ -Strahlbreite, jeweils Messwerte und hyperbolischer Fit für die zwei als x und y bezeichneten Hauptachsen.

2.2.3.2. Strahlprofilmessungen mit photoleitenden Antennen

Auch mit einer photoleitenden Antenne als Detektor lassen sich Strahlprofilmessungen durchführen. Die fasergekoppelte Detektorantenne kann dazu frei im Raum bewegt werden und so an der gewünschten Position (x, y, z) eine Zeitbereichsmessung durchgeführt werden. Für die Strahlprofilmessung wird das Leistungsspektrum als Absolutquadrat der gemessenen Feldamplitude $I(x, y, z, \omega) = |E(x, y, z, \omega)|^2$ berechnet und über ein Frequenzband gemittelt. Anschließend kann die Strahlprofilcharakterisierung gemäß ISO Norm durchgeführt werden. Durch die frequenz aufgelöste Messung lassen sich M^2 -Werte zur Strahlqualität angeben. Zunächst wird ein THz-Strahl hinter einer fokussierenden HDPE-Linse mit Brennweite 120 mm charakterisiert. Dann wird die Linse entfernt und der kollimierte Strahl vermessen.

Fokussierter Strahl

Abbildung 2.7 zeigt das Intensitätsprofil für 500 GHz an drei verschiedenen Abständen zur fokussierenden Linse. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis beträgt bei 500 GHz im Fokus etwa 60 dB, was ein Vielfaches größer ist als in den bisherigen Messungen mit der INO-Kamera. Dieser Vorteil kommt zu dem Preis der erheblich erhöhten Messzeit, ein Bild mit 40×40 Pixeln dauert bereits etwa zwanzig Minuten.

Abbildung 2.8 zeigt die $d4\sigma$ Breite für 300 GHz, 500 GHz und 700 GHz jeweils gemittelt in einem 100 GHz Frequenzband. Es zeigt sich die Frequenzabhängigkeit der Strahltaile. Die zugehörigen M^2 Werte betragen (1,1, 1,3 und 1,4). Die nicht so guten M^2 -Werte legen den Schluss nahe, dass das Strahlprofil keinem reinen TEM_{00} Strahlprofil entspricht.

2. Grundlagen und Methoden

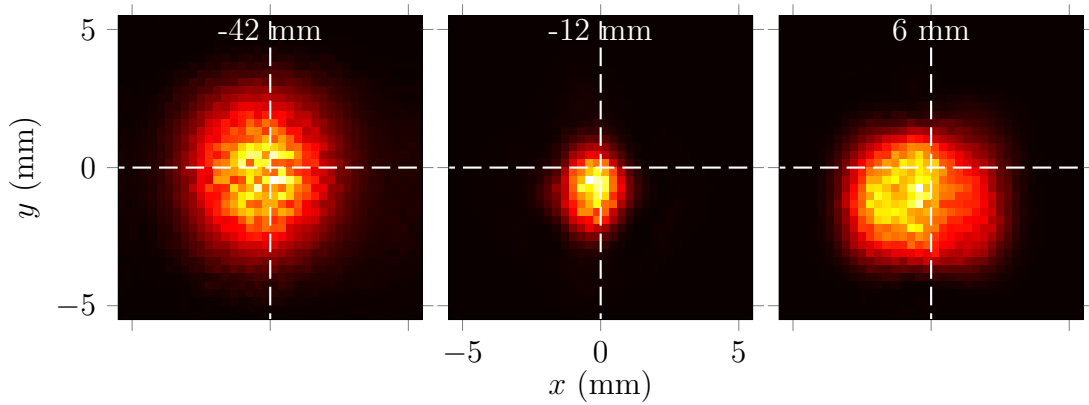


Abbildung 2.7.: Strahlprofilcharakterisierung mittels photoleitender Antenne als Detektor. Abgebildet ist die im Spektralbereich 450-550 GHz gemittelte Leistung für verschiedene Abstände zur Linse (Brennweite $f = 120$ mm).

Dieser Schluss wird auch durch Strahlprofile in Abbildung 2.7a)-c) nahegelegt. Die Form des Strahles verändert sich von $z = -42$ mm zu $z = 6$ mm erheblich. Die Strahlparameter sind exemplarisch für drei Frequenzen in Tabelle 2.1 aufgelistet. Sowohl Öffnungswinkel als auch Strahltaile nehmen für zunehmende Frequenzen ab. Das deutet darauf hin, dass bereits die fokussierende Linse nicht für alle Frequenzen gleich ausgeleuchtet wird. Bereits der kollimierte Strahl besitzt einen frequenzabhängigen Durchmesser, welcher durch die Abstrahlcharakteristik der Antenne vorgegeben wird [70]. Das Verhältnis von Wellenlänge zur Strahltaile ist nahezu konstant.

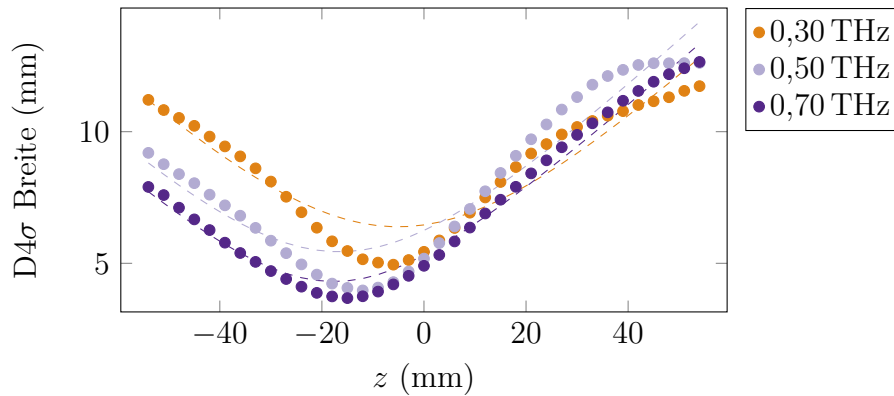


Abbildung 2.8.: $d4\sigma$ -Strahldurchmesser für verschiedene Frequenzen. Die gestrichelte Linie stellt einen Fit durch die Messdaten dar.

Kollimierter Strahl

Für viele Anwendungen sind gut kollimierte THz-Strahlen gewünscht. Auch hier kann eine Strahlprofilmessung durchgeführt werden. Wie in diesem Kapitel gezeigt wird, reicht es für Justagezwecke allerdings, zwei Linienprofile aufzunehmen und aus diesen über die

Tabelle 2.1.: Frequenzaufgelöste Strahlparameter

Bezeichnung		0,3 THz	0,5 THz	0,7 THz
Lage Strahltaille (mm)	z_{0x}	-5,2	-16,4	-17,5
Lage Strahltaille (mm)	z_{0y}	-6,1	-8,5	-17,5
Strahltaille (mm)	d_{0x}	6,3	5,5	4,4
Strahltaille (mm)	d_{0y}	6,7	5,1	4,4
Öffnungswinkel (Grad)	θ_x	10,8	10,7	10,2
Öffnungswinkel (Grad)	θ_y	11,0	8,6	8,5
Strahlqualität	M_x^2	1,1	1,3	1,4
Strahlqualität	M_y^2	1,05	1,09	1,2

Phasenlage eine Aussage über die Justage des Gauß-Strahles treffen zu können. Gerade für die Charakterisierung diffraktiver Optiken, für deren Berechnung häufig von einem gut kollimierten Gauß-Strahl ausgegangen wird, sind solche Justagemessungen unbedingt nötig.

Für den kollimierten Strahl verändert sich der Strahldurchmesser in Ausbreitungsrichtung theoretisch nicht. Im Experiment ist dieser Idealfall nur mit erheblichen Justageaufwand

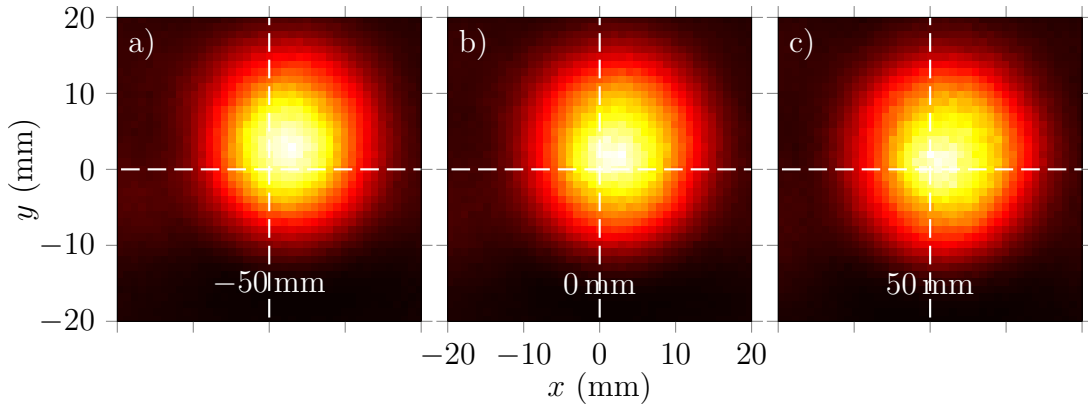


Abbildung 2.9.: Intensitätsprofil $|E(x, y, z, \omega)|^2$ eines kollimierten Strahles bei einer Frequenz von 500 GHz für a) $z = -50$ mm, b) $z = 0$ mm und c) $z = 50$ mm.

erreichbar. Die Abbildung 2.9 zeigt das experimentell bestimmte Strahlprofil eines gut kollimierten THz-Strahles. Die Halbwertsbreite bei 500 GHz ändert sich über den gemessenen Bereich (100 mm) um weniger als 5%. Für viele Anwendungen gilt es aber, die starke Abhängigkeit des Strahldurchmessers von der Frequenz zu beachten, vergleiche Abbildung 2.10a). In Abbildung 2.10b) ist die Phase bei 500 GHz für die Ebene $z = 0$ dargestellt. Es ist festzustellen, dass die Phasenvariation äußerst gering ist und nur an den Rändern (dort ist kaum noch Signal) über $\frac{\pi}{8}$ hinausgeht. Diese Messung zeigt deutlich die flachen Phasenfronten im kollimierten Fall.

Für die Justage von kollimierten Strahlen hat sich die Darstellung in Abbildung 2.11 als äußerst nützlich erwiesen. Hier ist für eine Schnittebene (etwa $x = 0$ oder $y = 0$) an ver-

2. Grundlagen und Methoden

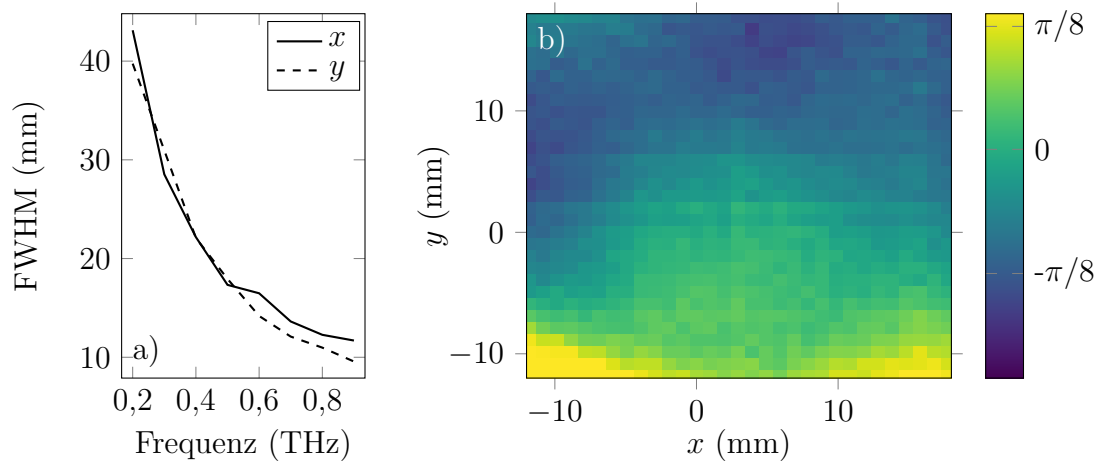


Abbildung 2.10.: a) Frequenzabhängigkeit des Strahldurchmessers (FWHM) eines kollimierten THz-Strahles entlang der beiden Hauptachsen x und y . b) Phase bei 500 GHz eines kollimierten Strahles.

schiedenen Punkten der jeweils anderen Koordinatenachse eine THz-Zeitbereichsmessung durchgeführt worden, auch Linienscan genannt. Die THz-Amplitude ist farblich kodiert aufgetragen. Der hier gezeigte Linienscan zeigt einen kollimierten Strahl. Für jede Position entlang der y -Achse erreicht der THz-Puls etwa zur selben Zeit den Detektor. Weiterhin besitzt der Puls entlang der Ortskoordinatenachse eine vom Maximum in beide Richtungen symmetrisch abfallende Amplitude. Eine Fehljustage der Kollimationslinse spiegelt sich drastisch in der hier dargestellten Abbildung wider. Ist die Linse entlang der optischen Achse falsch ausgerichtet, so ergibt sich eine gekrümmte Front des Hauptmaximums, was zur Folge hat, dass der Puls nicht mehr zeitgleich am Detektor eintrifft. Wenn die Linse transversal zur Strahlrichtung falsch justiert ist, äußert sich dies in einer Kippung der Pulsfront. Ein Linienscan dauert weniger als eine Minute und kann daher rasch in beiden Koordinatenachsen ausgeführt werden. Schaut man auf die so dargestellten Daten, lässt sich iterativ ein sehr gut kollimierter Strahl herstellen. Die Abbildung 2.11 wurde als Justagehilfe in die Mess-Software integriert, um so die gute Strahlkollimation effektiv experimentell durchführen zu können.

2.2.3.3. Leistungsmessung Golay-Zelle

Eine Golayzelle ist ein thermischer Detektor für THz-Strahlung. Eine dünne Folie absorbiert die eintreffende THz-Strahlung breitbandig und erwärmt dadurch geringfügig eine Gaszelle. Die Gaszelle ist an einer Seite mit einer Membran abgeschlossen, die sich durch den Druckunterschied der Erwärmung leicht auswölbt. Diese Auswölbung wird optisch detektiert. Golay-Zellen sind sehr genaue, aber auch träge Detektoren für THz-Strahlung. Einmal kalibriert können mit ihnen absolute Leistungsmessungen durchgeführt werden [79]. Mit der Golay-Zelle wurden an der ersten Generation 1550 nm Antennen Leistungsmessungen durchgeführt. Hierfür werden zwei Linsen, eine zur Kollimation des

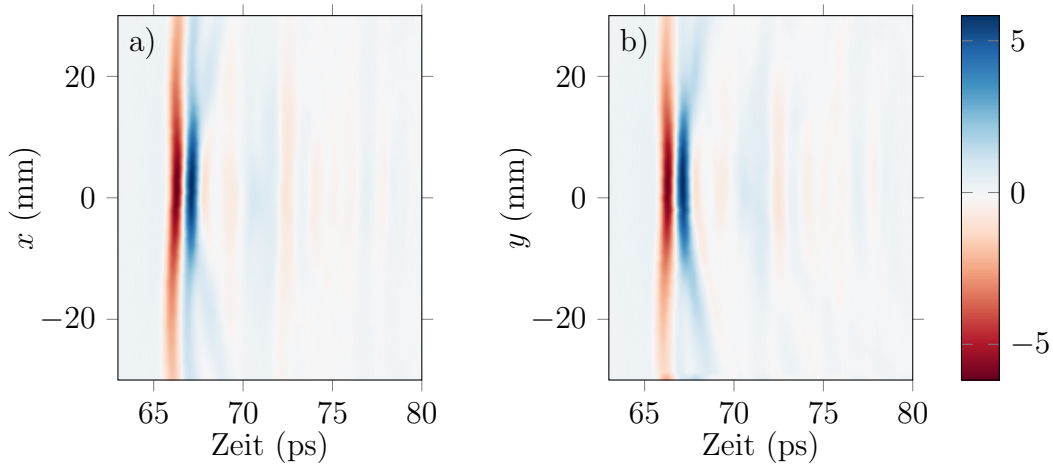


Abbildung 2.11.: Zeitlicher Verlauf des THz-Pulses entlang der Koordinatenachsen a) x und b) y . Ein gleichzeitiges Eintreffen des THz-Pulses zeigt, dass es sich um einen gut kollimierten Strahl handelt. Farblich kodiert: $E(t)$, THz-Amplitude.

THz-Strahles und eine zur anschließenden Fokussierung auf die Golay-Zelle, in den THz-Strahlengang eingebracht. Der kollimierte Bereich wird dann mit einer Metallplatte Stück für Stück geblockt (Knife-Edge Methode). Der THz-Strahl wird zusätzlich mit einem Zerkow-Rad im 20 Hz Takt moduliert, um eine Lock-in-Detektion zu ermöglichen.

Abbildung 2.12 zeigt die gemessenen Spannungswerte der Golay-Zelle mit zugehörigem Fit. Die theoretische erwartete Intensität am Detektor entspricht der sogenannten Fehlerfunktion

$$\Phi(x) = A \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) dt. \quad (2.14)$$

Unter dieser Annahme lässt sich aus der Anpassung der Messdaten an Gleichung 2.14 eine Abschätzung für den mittleren Strahldurchmesser angeben, was in dieser Messung eine Halbwertsbreite von 8,7 mm im kollimierten Bereich ergibt. Durch den Vergleich der gemessenen Spannung bei geblocktem und ungeblocktem Strahlengang lässt sich mit der vorherigen Kalibrierung (PTB, Braunschweig) ein Wert für die mittlere Leistung der THz-Antennen geben. Dieser beträgt nur 76 pW. Dies erscheint zunächst gering, aber heutige THz-Antennen haben gemittelte Ausgangsleistungen im unteren Mikrowattbereich, weshalb der so erhaltene Wert als klein, aber realistisch eingeschätzt werden kann.

2.2.3.4. Anwendungsbeispiel: Fresnel-Zonenplatte

Ein Anwendungsbeispiel für Strahlprofilmessungen ist die Charakterisierung von diffraktiven Optiken. Konkret wird im Folgenden eine Fresnel-Zonenplatte charakterisiert. Wie in Abbildung 2.13 dargestellt, besteht eine solche Zonenplatte aus einer Abfolge konzentrisch angeordneter Ringe. Trifft ein kollimierter Strahl auf eine solche Zonenplatte, so wird er von den Metallringen reflektiert und an den ringförmigen Aperturen in Transmission gebeugt. Ein Fokuspunkt f entsteht, wenn die konstruktive Interferenz der gebeugten

2. Grundlagen und Methoden

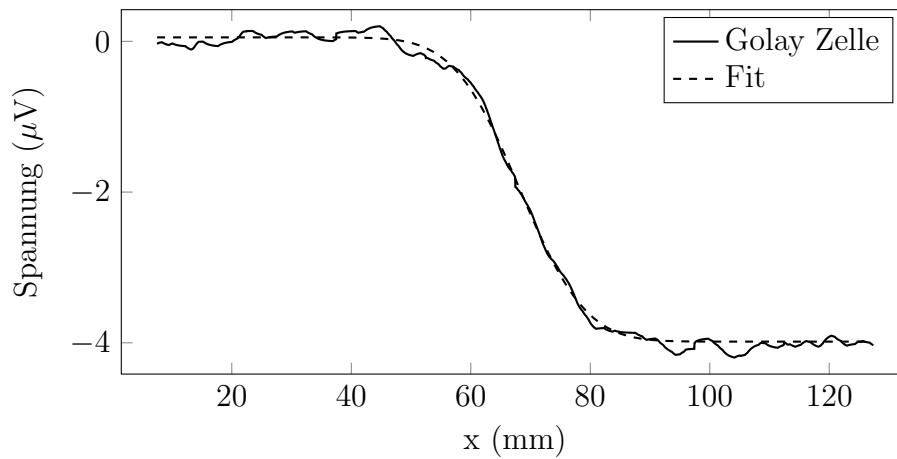


Abbildung 2.12.: Knife-Edge Methode zur Strahlprofilmessung mit Golay-Zelle als Detektor. Die gestrichelte Linie ist der Fit von Gleichung 2.14 an die Messdaten.



Abbildung 2.13.: Links: Mittels Laserablation in Alufolie geschnittene Fresnel-Zonenplatte, Rechts: Spiralförmige Zonenplatte.

Strahlen möglich ist. Die Radien r_n müssen dafür so gewählt werden, dass

$$r_n = \sqrt{n\lambda f}, \quad (2.15)$$

wobei λ die Wellenlänge ist. Fresnel-Zonenplatten sind im THz-Bereich schon demonstriert worden [80–84]. Besonders hervorzuheben an der folgenden Arbeit ist daher die Herstellungsmethode der Zonenplatten. Sie wurden mit einem Kurzpulslaser mittels Laserablation in herkömmliche Haushaltsalufolie geschnitten [85, 86]. Hierzu wird diese in einen Linsenhalter eingespannt, welcher dann auf zwei motorisierten Verfahrereinheiten durch den Fokuspunkt des Lasers gefahren wird. So kann die nur 10 μm dicke Folie präzise geschnitten werden. Die Zonenplatte wurde für eine Frequenz von 330 GHz berechnet und hergestellt.

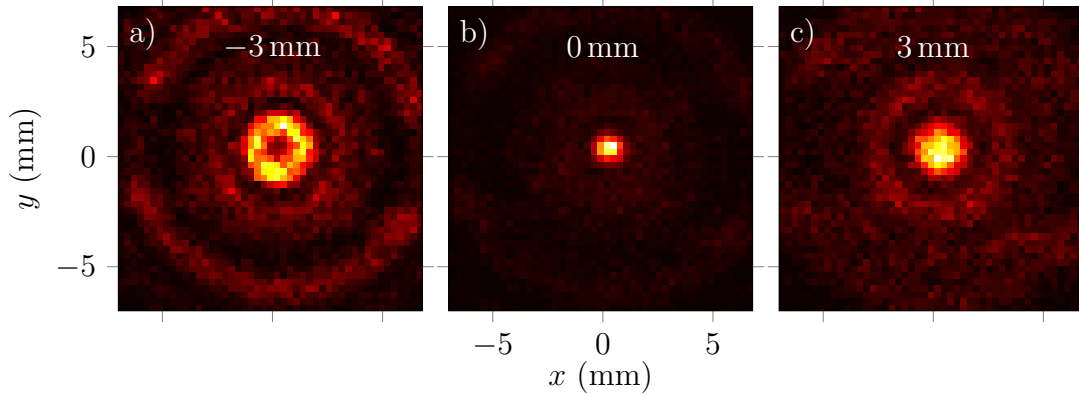


Abbildung 2.14.: Gemessenes Strahlprofil der Zonenplatten. $|E(x, y, z, \omega)|^2$ für verschiedene Abstände z von der Zonenplatte. a) $z = -3$ mm, b) $z = 0$ mm, c) $z = 3$ mm

Abbildung 2.14 zeigt Messdaten für verschiedene Abstände von der Zonenplatte. Im Fokuspunkt wurde ein FWHM Wert von nur 0,9 mm gemessen, was etwa einer Wellenlänge entspricht. Außerhalb des Fokuspunktes lassen sich deutliche Beugungsringe erkennen. Wie aus Formel 2.15 ersichtlich, ist die Bedingung für konstruktive Interferenz in dieser Näherung für eine feste Abfolge von Radien r_n für viele Wellenlängen λ erfüllbar, lediglich der Fokuspunkt f wird frequenzabhängig. Auch dies lies sich experimentell bestätigen (hier nicht gezeigt). Die Zonenplatte als diffraktives Element mit frequenzabhängiger Fokuslänge könnte etwa als frequenzselektives Element bei der Einkopplung in Wellenleiter verwendet werden.

2.2.4. Diskussion der Strahlprofilmessungen

Zusammenfassend sind in diesem Kapitel zwei verschiedene Möglichkeiten der Strahlprofilmessung für THz-Strahlen diskutiert worden. Wenn möglich, sollte das gesamte Intensitätsprofil $I(x, y)$ an vielen z -Positionen entlang des Strahlverlaufs aufgezeichnet werden, um verlässliche Aussagen über den Strahlcharakter treffen zu können. Generell bestätigt sich auch durch diese Messungen, dass THz-Strahlung, welche von photoleitenden

2. Grundlagen und Methoden

Antennen emittiert wird, keine reinen Gauß-Strahlen sind [70]. Detektoren auf Mikrobolometerbasis sind (noch) nicht geeignet, um Strahlprofilmessungen an so schwachen Quellen wie den photoleitenden Antennen durchführen zu können. Als langsamste Methode, liefert die kalibrierte Golay-Zelle gleichzeitig einen Wert für die emittierte Leistung, bei aber ansonsten unpraktikablen Messbedingungen (abgedunkelter Raum, lange Messzeiten). Dank der Phasenauflösung bei Zeitbereichsmessungen reichen Messungen entlang einer Koordinatenachse zu Justagezwecken meist aus, wie in Kapitel 2.2.3.2 gezeigt wird, sodass für die Einkopplung in Wellenleiterstrukturen, wie etwa in Kapitel 3 durchgeführt, diese als verlässliche Bewertung des Strahlprofils herangezogen werden.

2.3. Fehlerquellen und Messunsicherheit in Zeitbereichsmessungen

Das ultimative Ziel der Spektroskopie ist es, stets reproduzierbare und möglichst genaue Materialparameter zu gewinnen. Wie in dem Grundlagenkapitel dargestellt, besteht ein THz-Zeitbereichsspektrometer aus vielen Komponenten, jede davon trägt in gewissem Maße zum Gesamtmeßfehler bei. Wenn die Genauigkeit der Messung verbessert werden soll, gilt es daher, die einzelnen Fehlerquellen zu quantifizieren und mittels eines Fehlermodells den Einfluss der individuellen Fehlerquellen auf die optischen Konstanten zu bestimmen. Hierfür ist eine Unterteilung in systematische und statistische Fehler wichtig. Die Amplitudenstabilität des Kurzpulslasers etwa, hat einen Einfluss auf das Amplitudenrauschen der THz-Zeitbereichsmessung. Einen ähnlichen Einfluss könnte aber auch elektronisches Rauschen im Stromverstärkungsprozess am Detektor generieren. Praktische Konsequenz eines genauen Verständnisses der einzelnen Beiträge wäre in diesem Fall beispielsweise eine große Hilfe zur Kosten-Nutzen Abwägung bei der Anschaffung eines besseren Verstärkers.

Die bisherige Literatur zum Thema Fehlerquellen und Messunsicherheit im THz-Bereich ist relativ umfangreich. Eine sehr gute experimentelle Charakterisierung der einzelnen Fehlerquellen wird etwa in [53] durchgeführt. Auch existieren umfangreiche Übersichtswerke zu dem Thema [87–89]. Speziellere Arbeiten, etwa zur maximalen spektralen Auflösung [90, 91], maximalen Dickenauflösung [92] oder auch zur korrekten Angabe des Signal-zu-Rausch Verhältnisses [93, 94] wurden bereits publiziert. Eine analytische Fehlerabschätzung ist nur dann sinnvoll, wenn aus den gewonnenen Formeln absehbar wird, welche Beiträge in welcher Weise den Gesamtfehler beeinflussen. Dies ist sehr gut in [87] zusammengefasst. Hierfür ist es völlig vertretbar Näherungen durchzuführen, um einzelne Beiträge besser identifizieren zu können.

Was gibt es im Bereich der Messunsicherheit noch zu ergründen? Im Rahmen der Arbeit ist zum einen ein statistischer Fehler in der Positionierung der Verzögerungsstrecke auf die gemessenen Spektren untersucht worden [95]. Zum anderen wurde zusammen mit A. Rehn der häufige Fall eines periodischen systematischen Fehlers auf ebendiese untersucht [48]. In Zusammenarbeit mit A. Soltani wurde die Fehlerpropagation auf die, mittels abgeschwächter Totalreflektions-Spektroskopie (ATR), bestimmten optischen Konstanten bestimmt [42]. Hier ist es möglich, ungenäherte analytische Formeln für die

2.3. Fehlerquellen und Messunsicherheit in Zeitbereichsmessungen

Fehlerpropagation auf die optischen Konstanten zu bestimmen. Mit dem analytischen Fehlermodell lassen sich dann die Einflüsse der einzelnen Fehlerbeiträge voneinander trennen. Aus unserer Arbeit zeigt sich, dass gerade für ATR-Messungen die Phasenstabilität einen wesentlich größeren Einfluss auf die Messdaten hat, als die Amplitudenstabilität. Tiefer gehende Ausführungen zur ATR-Spektroskopie und der Fehlerfortpflanzung lassen sich in den Veröffentlichungen von A. Soltani nachlesen [42, 96, 97]. Weiterhin wurde im Rahmen der Arbeit die ungenäherte Fehlerfortpflanzung für Transmissionsmessungen für die Materialparameter n und α durchgeführt.

Obwohl in Standardwerken [98, 99] sehr präzise vorgeschrieben wird, wie die Fehlerfortpflanzung durchzuführen ist, scheint die Umsetzung davon, bis auf Ausnahmefälle, nicht trivial zu sein [100, 101]. Das mag dadurch bedingt sein, dass die Angabe der Fehlerintervalle auch immer mit dem zugrundeliegenden physikalischen Modell, welches für die Auswertung verwendet wird, zusammenhängt. Hier wird für die Extraktion der optischen Konstanten aus Referenz- und Probenmessung teils sehr unterschiedlich verfahren [87, 102–104]. Die etablierte Herangehensweise zur Parameterbestimmung von planparallelen Proben in Transmissionsgeometrie, im Folgenden auch Standardverfahren genannt, passt für jede Frequenz ν_j die gemessene Transferfunktion $H_{\text{gemessen}}(\nu_j)$ an ein theoretisches Modell $H_{\text{Modell}}(\nu_j)$ an. Die Vorgehensweise wird im Kapitel 2.3.1 näher erläutert. Anschließend wird für dieses Modell die korrekte Fehlerfortpflanzung auf die optischen Konstanten durchgeführt.

Das Kapitel beginnt mit der Beschreibung des Modells zur Bestimmung der optischen Parameter aus Zeitbereichsmessungen und der Gauß'schen Fehlerpropagation auf diese 2.3.1-2.3.1.4. Im Weiteren wird ein Modell für das Rauschen auf Zeitbereichsmessungen aufgestellt 2.3.2, welches dann im Folgenden Kapitel 2.3.3, bei der Diskussion der Einflüsse des Positionierfehlers erweitert wird.

2.3.1. Bestimmung der optischen Parameter

Für die Bestimmung der optischen Konstanten einer Probe wird ein Modell basierend auf den Fresnelschen Formeln zugrunde gelegt

$$E_S(\omega) = \tau_S E_0(\omega) . \quad (2.16)$$

Hierbei bezeichnet E_0 das THz-Feld, welches am Emitter abgestrahlt wird und E_S das am Detektor gemessene Feld. Der komplexe Amplitudenfaktor τ_S beschreibt die Transmission des elektrischen Feldes durch den Messaufbau (inkl. Probe). Um von der Empfangs- und Sendecharakteristik E_0 unabhängig zu werden, führt man im Experiment stets zwei Messungen durch. Eine mit Probe im Strahlengang und eine ohne diese. Aus beiden Messungen lässt sich die sogenannte Transferfunktion H_g aufstellen, welche unabhängig von E_0 ist und zur Bestimmung der Materialparameter herangezogen werden kann

$$H_g = \frac{E_S}{E_{\text{ref}}} = \frac{\tau_S}{\tau_{\text{ref}}} . \quad (2.17)$$

Die gemessene Transferfunktion H_g kann nun mit einem theoretischen Modell verglichen werden, welches die Transmission durch den Messaufbau (τ_{sam} und τ_{ref}) beschreibt. Das

2. Grundlagen und Methoden

Vorgehen kann ohne Weiteres auf die spezielle Messgeometrie angepasst werden. So lassen sich beispielsweise Mehrschichtsysteme und auch Reflektionsgeometrien mit diesem Ansatz spektroskopisch untersuchen. Eine typische Transferfunktion wie sie aus Messdaten bestimmt wird ist in Abbildung 2.15 dargestellt. Für die Angabe der Fehlerintervalle wird nach GUM [105] der Mittelwert und die Standardabweichung der Zeitbereichsdaten sowohl von Proben als auch von Referenzmessung berechnet. Diese Standardabweichung gilt als Abschätzung für das Fehlerintervall der Messdaten und wird sukzessive auf die, aus den Messdaten berechneten Größen, durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung propagiert [87]. Die Beispielprobe in Abbildung 2.15 ist eine einfache PET-Folie der Dicke 175 μm , welche in Kapitel 5 als Substrat für die Aerosol-Jet gedruckten Metamaterialien verwendet wird.

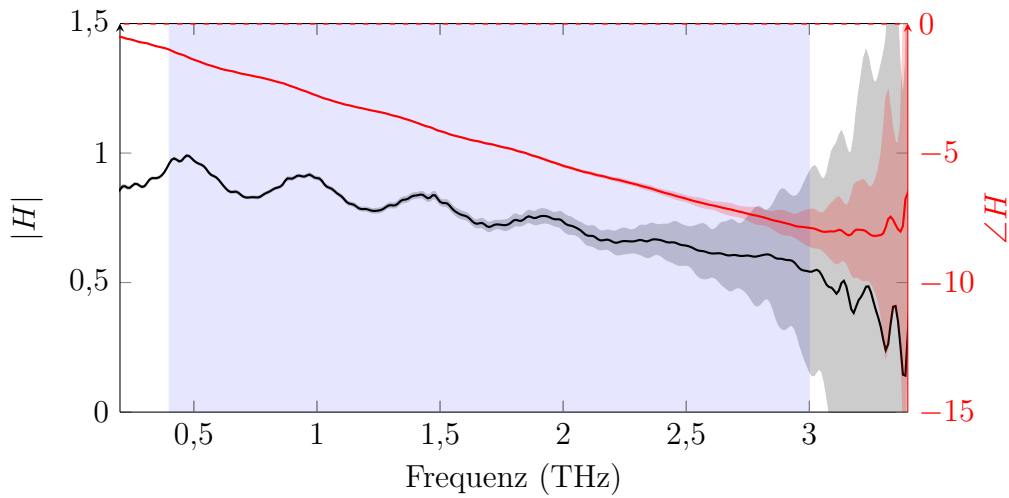


Abbildung 2.15.: Absolutwert $|H|$ (schwarz) und Argument $\angle H$ (rot) einer gemessenen Transferfunktion für eine dünne Folie. Als Fehlerintervall ist die einfache Standardabweichung der Transferfunktion angegeben. Lila hinterlegt ist das Frequenzband, in dem die optischen Parameter aus dieser Messung bestimmt werden.

Um auf die Limitationen eingehen zu können, wird im Folgenden die häufig verwendete Transferfunktion für eine planparallele dielektrische Probe der Dicke d angegeben [106–109]. Der Transmissionskoeffizient berechnet sich mittels der Fresnelgleichungen zu

$$\tau_S = \eta \tau_{AS} \exp(-ikd) \tau_{SA} \sum_{g=0}^M \rho_{SA}^{2g} \exp(-i2gkd) . \quad (2.18)$$

Die Wellenzahl in der Probe ist als $k = k_0 \tilde{n} = \tilde{n} \omega / c$ bezeichnet. Für den, mit der Probenmessung identischen Strahlverlauf, wird der zusätzliche Transmissionskoeffizient η eingeführt. Die Fresnelschen Koeffizienten τ_{AS} , τ_{SA} und ρ_{SA} hängen von dem Brechungsindex von Luft (A) und Probe (S) ab. Für senkrechten Einfall ergeben sie sich zu

$$\tau_{AS} = \frac{2n_0}{n_0 + \tilde{n}}, \tau_{SA} = \frac{2\tilde{n}}{n_0 + \tilde{n}} \quad (2.19)$$

$$\rho_{SA} = \frac{n_0 - \tilde{n}}{n_0 + \tilde{n}}, \text{ mit } \tilde{n} = n - i\kappa . \quad (2.20)$$

2.3. Fehlerquellen und Messunsicherheit in Zeitbereichsmessungen

Berücksichtigt man die Transferfunktion der Referenzmessung

$$\tau_{\text{ref}} = \eta \exp \left(-in_0 \frac{\omega d}{c} \right), \quad (2.21)$$

so ergibt sich die theoretische Transferfunktion für die dielektrische Schicht der Dicke d zu

$$H = \frac{4n_0\tilde{n}}{(n_0 + \tilde{n})^2} \exp \left(-i(\tilde{n}(\omega) - n_0) \frac{\omega d}{c} \right) \cdot \sum_{g=0}^M \left[\frac{n_0 - \tilde{n}}{n_0 + \tilde{n}} \exp \left(-i\tilde{n} \frac{\omega d}{c} \right) \right]^{2g}. \quad (2.22)$$

Dieses Modell beinhaltet die internen Reflektionen in der Probe. Im Betrag der gemessenen Transferfunktion in Abbildung 2.15 sieht man eine deutliche Modulation der Transmission. Diese lässt sich mit dem Etalon-Effekt, also den internen Reflektionen, erklären. Die nach mehrmaliger interner Reflektion transmittierten Anteile können konstruktiv oder destruktiv überlagern. Entscheidend dafür ist der Phasenunterschied, welcher durch die optische Dicke $dn(\omega)$ und die Frequenz vorgegeben ist. Dies wird durch die Summe in Gleichung 2.22 mathematisch gefasst.

Eine analytische Lösung dieser Gleichung für $n(\omega)$ und $\kappa(\omega)$ ist nicht möglich. Für eine oft brauchbare analytische Lösung oder für die Bestimmung von guten Startwerten für iterative numerische Verfahren werden oft folgende Näherungen durchgeführt. Erstens werden die internen Reflektionen in der Probe vernachlässigt ($M = 0$) und zweitens wird angenommen, dass der Phasenversatz durch den komplexen Brechungsindex im Vergleich zum Phasenversatz, der durch die Ausbreitung der Welle durch die Probe entsteht, klein ist. Damit vereinfacht sich Gleichung 2.22 zu

$$H = \frac{4n_0n}{(n_0 + n)^2} \exp \left(-\kappa \frac{\omega d}{c} \right) \exp \left(-i(n - n_0) \frac{\omega d}{c} \right) \quad (2.23)$$

und damit gilt

$$\angle H = (n_0 - n) \frac{\omega d}{c} \quad (2.24)$$

$$\ln |H| = \ln \left[\frac{4n_0n}{(n_0 + n)^2} \right] - \kappa \frac{\omega d}{c}. \quad (2.25)$$

Damit gilt näherungsweise

$$n(\omega) = n_0 - \frac{c}{\omega d} \angle H \quad (2.26)$$

$$\kappa(\omega) = \frac{c}{\omega d} \left[\ln \left(\frac{4n_0n}{(n_0 + n)^2} \right) - \ln |H| \right]. \quad (2.27)$$

Diese beiden Gleichungen können wie oben beschrieben als Ansatzpunkt für eine exakte Bestimmung der optischen Konstanten verwendet werden. Für schwach absorbierende Proben mit hinreichender Dicke d sind diese Gleichungen eine sehr gute Näherung, sie eignen sich ferner zur vollständigen Fehlerdiskussion für THz-Zeitbereichsmessungen [87].

2. Grundlagen und Methoden

2.3.1.1. Berechnung der gemessenen Phasenverzögerung

Abschließend sei noch ein nicht triviales Problem der bisher diskutierten Auswertung angesprochen: Die Uneindeutigkeit der Phaseninformation welche aus der Messung gewonnen wird. Wie im Folgenden gezeigt wird ist dies eine Schwachstelle des vorgeschlagenen Algorithmus.

Schaut man sich Gleichung 2.27 genauer an, so ist für die Auswertung von $n(\omega)$ die Phase der gemessenen Transferfunktion $\angle H$ nötig. Anschaulich verursacht die in den THz-Pfad eingebrachte Probe eine Phasenverzögerung welche in Relation zur Phasenverzögerung durch Luft gesetzt wird und über die Kenntnis der Dicke der Probe somit den Brechungsindex $n(\omega)$ festlegt. Die Phase $\angle H = \arctan \frac{\Im(H)}{\Re(H)}$ wird aus der Messung nur auf einem Intervall von $-\pi.. \pi$ bestimmt. Als Funktion der Kreisfrequenz ω betrachtet, besitzt sie daher 2π Sprünge, welche durch ein als „unwrapping“ bezeichnetes numerisches Verfahren wieder beseitigt werden. Bereits in der Veröffentlichung [110] wird diskutiert, die in dem ausgewerteten Frequenzband erhaltene Phase auf Null zu interpolieren ($\angle H(\omega = 0) = 0$) und so mögliche fehlerhafte Offsets (die dann auch in einem falschen Brechungsindex oder einem schlechten Startwert für den Algorithmus resultieren) zu beseitigen. Die Ursache liegt darin, dass für kleine Frequenzen keinerlei Phaseninformation vorhanden ist. Durch das „unwrappen“ propagiert das Phasenrauschen zu den auszuwertenden Frequenzen was einen zufälligen Offset auf die Phase addiert. Erst durch die physikalisch sinnvolle Extrapolation auf Null können korrekte Werte für den Brechungsindex gewonnen werden.

Ganz analog ist auch in Absorptionslinien ein Verlust der Phaseninformation an einer Frequenz möglich. Daraus resultiert ein, bei allen nachfolgenden Frequenzen falscher Wert für die Phase der Transferfunktion $\angle H$ und somit für $n(\omega)$. Hinzu kommt, dass in typischen Absorptionslinien (siehe Lorentz-Oszillator-Modell), der Brechungsindex ein nahe beieinander liegendes lokales Maximum und Minimum aufweist zwischen welchen er sich rapide verändert. Hier wird das „unwrappen“ der Phaseninformation fehleranfällig, da nun von einer physikalisch vorliegenden schnellen Änderung der Phase und einem 2π - Phasensprung unterschieden werden muss. Sogar in Publikationen finden sich Brechungsindexverläufe bei welchen offenbar die Rückgewinnung der absoluten Phase gescheitert ist, ein Beispiel findet sich etwa in [111] für α -Laktose.

Auch die komplexeren Algorithmen zur Berechnung von $n(\omega)$ können dieses prinzipielle Problem nicht beseitigen. Für die Phase $\angle H = \omega/cd(n - n_0)$ gibt es, je nach Dicke d und Kreisfrequenz ω einige physikalisch sinnvolle Werte für n die, modulo 2π denselben Phasenversatz $\angle H$ erzeugen. Gerade für große Frequenzen rücken dadurch die Minima der verwendeten Fehlerfunktionen [110, 112] immer näher zusammen. Konkret bedeutet das: Beinhaltet die Bewertung der Abweichung von gemessener und theoretischer Transferfunktion den Vergleich von jeweils Real- und Imaginärteil oder Magnitude und Phase (2π -Intervall) so sind gute Startwerte für n und κ nötig (korrektes „unwrapping“ für Gleichung 2.27). Bewertet der Fit sogar die Abweichung der theoretischen zur gemessenen absoluten Phase, so ist ebenfalls korrektes „unwrapping“ vorrauszusetzen.

Schlussendlich ist bei allen Proben ohne Absorptionslinien das soeben diskutierte nicht relevant. Sind im Spektrum hingegen Absorptionslinien enthalten, so muss darauf geachtet

2.3. Fehlerquellen und Messunsicherheit in Zeitbereichsmessungen

werden dass das Rückgewinnen der absoluten Phase fehlerfrei abläuft.

2.3.1.2. Bestimmung der Messfehler für n und κ

Mit den genäherten Ausdrücken für n und κ aus Gleichung 2.27, lässt sich über Gauß'sche Fehlerpropagation auch ein Fehlerintervall für die damit bestimmten optischen Konstanten angeben [87]. Dieses Fehlermodell ist in Frequenzbereichen, in welchen die Probe eine Absorption aufweist, wegen der Näherung sicher nicht korrekt. Gerade wo wenig Signal vorhanden ist, sollte aber eine korrekte Fehlerabschätzung vorliegen.

Ziel im Folgenden Abschnitt ist es, eine Gauß'sche Fehlerpropagation für die optischen Konstanten n und κ , wie sie aus der Anpassung der gemessenen Transferfunktion an Gleichung 2.22 bestimmt werden, durchzuführen. Da eine analytische Lösung weder für $n(H_g)$ noch für $\kappa(H_g)$ möglich ist, kann die direkte Gauß'sche Fehlerfortpflanzung nicht ohne Weiteres durchgeführt werden. Eine komplett numerische Möglichkeit wäre, die Fehler σ_n und σ_κ mittels Monte-Carlo Simulationen zu modellieren. Das ist allerdings sehr rechenzeitintensiv, da für jede Monte-Carlo Iteration eine mehrdimensionale Nullstellensuche erforderlich ist. Dieses Verfahren kann daher eher zur Überprüfung eines auf anderem Wege erzielten Resultates dienen. Die fehlerbehaftete Größe ist die durch die Messung bestimmte Transferfunktion $H_g = E_{\text{sam}}/E_{\text{ref}}$. Somit gilt

$$\sigma_n^2 = \left(\frac{\partial n}{\partial \Re(H_g)} \right)^2 \sigma_{\Re(H_g)}^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial \Im(H_g)} \right)^2 \sigma_{\Im(H_g)}^2 \quad (2.28)$$

und eine ähnliche Gleichung für den Fehler auf κ . Mit dem Satz über die Implizite Funktion aus der Analysis lassen sich die benötigten Ableitungen ohne Kenntnis der Funktion $n(H_g)$ angeben. Die implizite Funktion lautet $\Re(H(n, \kappa)) + i\Im(H(n, \kappa)) = \Re(H_g) + i\Im(H_g)$, womit die benötigten Ableitungen sich aus dem Satz zu

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial n}{\partial \Re(H_g)} & \frac{\partial n}{\partial \Im(H_g)} \\ \frac{\partial \kappa}{\partial \Re(H_g)} & \frac{\partial \kappa}{\partial \Im(H_g)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \Re(H)}{\partial n} & \frac{\partial \Re(H)}{\partial \kappa} \\ \frac{\partial \Im(H)}{\partial n} & \frac{\partial \Im(H)}{\partial \kappa} \end{pmatrix}^{-1} \quad (2.29)$$

ergeben. Da H komplex differenzierbar ist, gelten insbesondere die Cauchy-Riemann Differentialgleichungen $\frac{\partial \Re(H)}{\partial n} = \frac{\partial \Im(H)}{\partial \kappa}$ und $\frac{\partial \Im(H)}{\partial n} = -\frac{\partial \Re(H)}{\partial \kappa}$, womit sich die Ableitungen und die inverse Matrix noch weiter vereinfachen. Schlussendlich können alle benötigten Ableitungen wie folgt angegeben werden

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial n}{\partial \Re(H_g)} & \frac{\partial n}{\partial \Im(H_g)} \\ \frac{\partial \kappa}{\partial \Re(H_g)} & \frac{\partial \kappa}{\partial \Im(H_g)} \end{pmatrix} = \frac{1}{|\partial_n H|^2} \begin{pmatrix} \frac{\partial \Re(H)}{\partial n} & \frac{\partial \Im(H)}{\partial n} \\ -\frac{\partial \Im(H)}{\partial n} & \frac{\partial \Re(H)}{\partial n} \end{pmatrix}. \quad (2.30)$$

Es reicht also, die Modelltransferfunktion $H(n, \kappa)$ nach n abzuleiten, um die Fehler auf n und κ berechnen zu können. Diese Vorgehensweise ist allgemeingültig und kann nach Belieben auch für komplexere Mehrschichtsysteme angewandt werden. Die letzte Hürde ist die Angabe der Ableitung $\frac{\partial H(n, \kappa)}{\partial n}$, welche bereits im Fall der Transferfunktion des Einschichtsystems aus Gleichung 2.22 sehr viele einzelne Terme beinhaltet. Es kann daher

2. Grundlagen und Methoden

sinnvoll sein, ein Computeralgebrasystem (CAS) zu verwenden, oder diese numerisch zu berechnen. Letztere Methode hat den Vorteil, dass keine Änderung des Fehlerauswertecodes für verschiedene Transferfunktionen erforderlich wird. Beide Methoden sind ein Vielfaches schneller als die Monte-Carlo Methode.

Konkreter Weg Berechnung der Fehlerintervalle

Mit den vorangestellten Kapiteln lassen sich die Schritte zur korrekten Angabe von Fehlerintervallen der optischen Konstanten angeben. Ist man an dem Messfehler der optischen Konstanten interessiert, so sollten Proben- und Referenzmessungen jeweils mehrfach durchgeführt werden. Damit lassen sich jeweils für Proben- und Referenzmessung ein Mittelwert $\langle E \rangle(t)$ und eine Varianz $\sigma_E^2(t)$ für jeden Zeitpunkt angeben. Liegt nur eine Proben- und Referenzmessung vor, so kann eine (relativ schlechte) Abschätzung der Varianz auch über das Hintergrundrauschen aus dem Signal vor dem THz-Puls gewonnen werden. Für die Berechnung des Spektrums wird angenommen, dass die Messfehler an zwei verschiedenen Zeitpunkten unabhängig voneinander sind. Die Gauß'sche Fehlerpropagation in den Frequenzbereich und auf den Real- und Imaginärteil der Transferfunktion sollte analog zu [87] durchgeführt werden.

Anschließend kann über die Gleichungen 2.30 und Gleichung 2.28 unter vorheriger Bildung der Ableitung der Transferfunktion die Fehlerfortpflanzung korrekt durchgeführt werden. Typischerweise stehen nur wenige Proben- und Referenzmessungen für die Bestimmung der optischen Konstanten zur Verfügung. Man muss sich daher im Klaren sein, dass die Schätzung der Varianzen aus den Messdaten und die daraus erfolgende Angabe des Konfidenzintervalls eher schlecht durch eine Gauß'sche Verteilung repräsentiert wird. Besser kommt für die Angabe der Konfidenzintervalle die sogenannte Student-t Verteilung und die daraus folgenden Intervalle zum Einsatz.

Der hinterliegende numerische Aufwand zur Umsetzung der Fehlerpropagation kann durch das Python-Paket „uncertainties“ [113] erheblich reduziert werden, ein Auswertecode wurde im Rahmen der Dissertation geschrieben [114].

2.3.1.3. Bestimmung der Probendicke

Die Probendicke d ist ein wichtiger Parameter, um die optischen Konstanten bestimmen zu können. Eine unabhängige Messung der Probendicke sollte deshalb immer vorgenommen werden. Manchmal ist die gemessene Probendicke, die einzige Möglichkeit die optischen Konstanten berechnen zu können. Ist die Probe sehr dick und/oder absorbierend, sind keine internen Reflektionen beobachtbar. Entweder das gewählte Zeitfenster ist zu klein, oder die Amplituden der internen Reflektionen sind unterhalb des Rauschlevels des Spektrometers. Ist die Probe dünn und die Absorption nicht zu hoch, so ist es häufig möglich, die Probendicke über die dem Hauptpuls nachfolgenden Fabry-Pérot-Pulse zu bestimmen. Auch wenn die Probe so dünn ist, dass die internen Reflektionen mit dem Hauptpuls überlagern, lässt Formel 2.22 dennoch eine simultane Bestimmung der Probendicke und der optischen Konstanten zu. Eine sehr einfache Bestimmung der Probendicke aus den gewonnenen Messdaten ist mit zwei Überlegungen möglich [115, 116].

2.3. Fehlerquellen und Messunsicherheit in Zeitbereichsmessungen

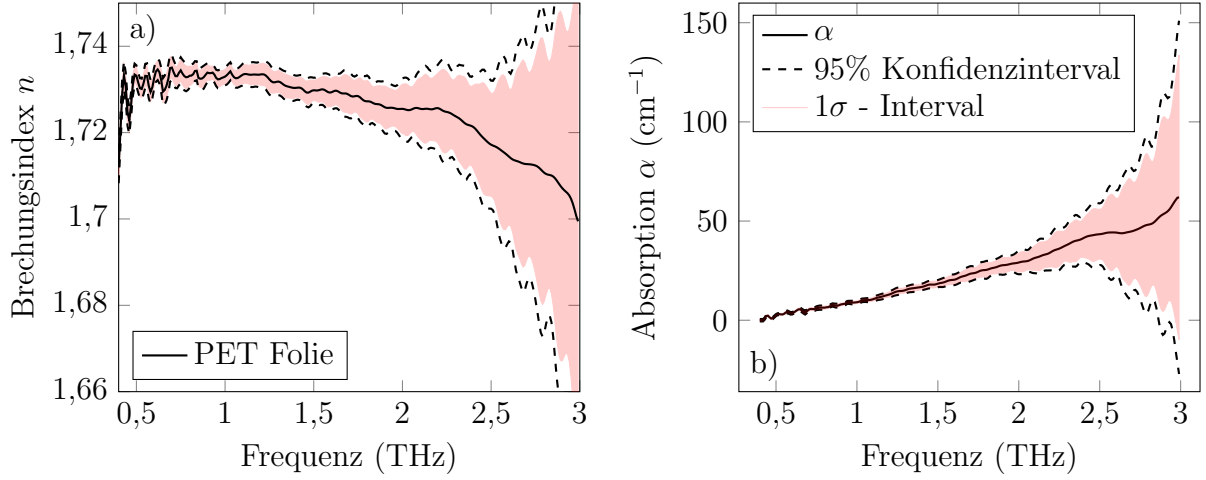


Abbildung 2.16.: a) Brechungsindex für eine in Transmission charakterisierte PET Folie. b) Die Absorption $\alpha = -2\kappa_c \frac{\omega}{c}$. Jeweils in rot ist das aus der Fehlerpropagation bestimmte 1σ -Intervall angegeben, die gestrichelten Linien markieren das mit der Student-t Verteilung abgeschätzte 95% Konfidenzintervall der optischen Konstanten.

Da die Fabry-Pérot Oszillationen, welche sich auf der gemessenen Transferfunktion zeigen, nur auf die optische Dicke der Probe zurückzuführen ist, der Abstand der Pulse im Zeitbereich (oder die Phase der Transferfunktion) aber stets aus der Differenz der Brechungsindizes von Luft und Probe folgt, lässt sich aus diesen beiden Größen die Probendicke bestimmen. Hierbei gilt

$$f_{\text{Etalon}} = \frac{c}{2nd} \quad \text{und} \quad (n - n_0) \frac{\omega d}{c} = \frac{d\phi}{df}. \quad (2.31)$$

Somit kann die Probendicke zu

$$d = \left(\frac{\pi}{f_{\text{Etalon}}} - \frac{d\angle H}{df} \right) \frac{c}{2\pi} \quad (2.32)$$

bestimmt werden. Die Etalon-Frequenz lässt sich aus dem Absolutwert der Transferfunktion, wie etwa in Abbildung 2.15 ersichtlich, leicht extrahieren. Sie entspricht genau der periodischen Modulation der Transmission. Auch die Steigung der Phase ist numerisch stabil durch einen linearen Fit zu bestimmen. Wie aus der Beschreibung bereits ersichtlich, ist diese Methode zu ähnlichen Zeitbereichsmethoden, etwa der Berechnung eines mittleren Brechungsindex und der Probendicke aus dem zeitlichen Abstand des Referenzmaximums, des Probenmaximums und der nachfolgenden Fabry-Pérot-Pulse äquivalent. Sie besitzt jedoch den Vorteil, dass sie auch für sehr dünne Proben angewandt werden kann. Die so gewonnene Abschätzung für die Probendicke ist analog wieder zum Zeitbereichsbild nur dann sinnvoll, wenn der Brechungsindex in dem ausgewählten Frequenzband keine zu großen Variationen aufweist. Für die Bestimmung der Probendicke kann die so ermittelte Dicke als Startdicke für die Algorithmen verwendet werden.

2. Grundlagen und Methoden

Eine häufig genutzte Methode zur Dickenbestimmung geht auf [107, 112] zurück. Hierfür wird für eine Serie von Probendicken der komplexe Brechungsindex berechnet. Wie in Abbildung 2.17 ersichtlich, ergeben sich auf dem Brechungsindex n und dessen Imaginärteil κ für viele Dicken Oszillationen. Diese sind nicht physikalisch, sondern darauf zurückzuführen, dass der Algorithmus für eine falsche Probendicke den Brechungsindex anpasst. Die periodischen Oszillationen der gemessenen Transferfunktion bei falscher Probendicke kann nur über Oszillationen in den Materialparameter produziert werden. Für die richtige Probendicke werden diese Oszillationen minimal. Für die Bestimmung der korrekten Probendicke wird daher oft der Fehlerwert $E = \int d\omega \left| \frac{d\kappa(\omega)}{d\omega} \right|^2 + \left| \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right|^2$, die sogenannte „total variation“, über das Frequenzband berechnet und über eine sukzessive numerische Anpassung der Probendicke im Algorithmus minimiert, vergleiche Abbildung 2.17b).

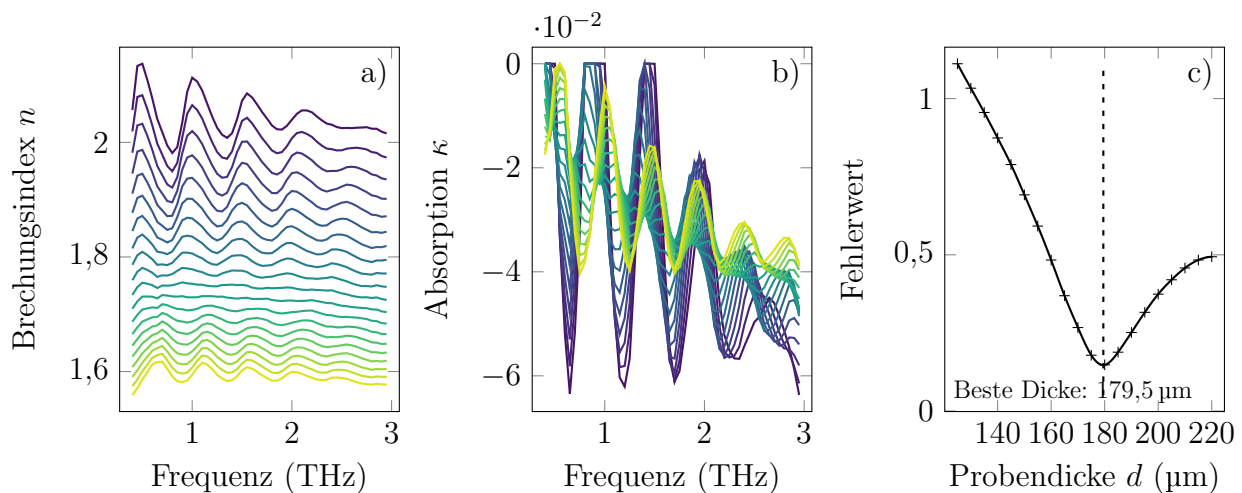


Abbildung 2.17.: Bestimmung der Probendicke mittels TV-Methode. a) und b): Für verschiedene Dicken (farblich codiert) wird der Brechungsindex n , bzw. der Extinktionskoeffizient κ numerisch bestimmt. c) Der Totale Variationswert für die verwendeten Probendicken. Das Minimum wird als die korrekte Probendicke angenommen.

2.3.1.4. Kritische Diskussion des bisherigen Modelles

Es bleibt kritisch zu hinterfragen, inwieweit die bisher etablierte Methode zur Bestimmung der optischen Konstanten aus den Messdaten, so wie hier vorgestellt, physikalisch sinnvoll ist. Durch die aktuelle Herangehensweise werden an jeder gemessenen Frequenz zwei freie Parameter, die zu bestimmenden optischen Konstanten, eingeführt. Dem gegenüber stehen auch zwei gemessene Parameter pro Frequenz. Durch die Anpassung der theoretischen Transferfunktion an die gemessene Transferfunktion kann dadurch für jede Frequenz ein Parametersatz n, κ gefunden werden, sodass die Abweichung beliebig klein wird. Die zu minimierende Fehlerfunktion $\Re(H_g - H(n, \kappa))^2 + \Im(H_g - H(n, \kappa))^2$ weist zudem periodische Minima in n auf. Gerade in der Nähe von Absorptionslinien ist daher die Gefahr groß, durch

2.3. Fehlerquellen und Messunsicherheit in Zeitbereichsmessungen

die Anpassung grob falsche Werte für n zu erhalten. Sowohl in der selbst geschriebenen Auswertesoftware, als auch in der kommerziellen Teralyzer Software wurde mehrfach beobachtet (und publiziert?), dass mit der beschriebenen Methode in der Nähe von Absorptionslinien teilweise unrealistische Verläufe des Brechungsindex berechnet werden.

Für viele Proben könnte es daher hilfreich sein, ein spezifisches Materialmodell, wie etwa das Debye-Relaxationsmodell oder Verallgemeinerungen davon zu verwenden, um so die Anzahl der freien Parameter zu reduzieren. Ein recht allgemeines Modell ließe sich etwa aus einer Summe von Debye-Relaxationstermen und Lorentz-Oszillatortermen zusammensetzen. Es wäre zu erproben, inwieweit die damit gewonnenen Materialparameter verlässlicher sind, als die mit dem bisherigen Ansatz berechneten.

Es wäre außerdem wünschenswert, die in Kapitel 2.3.1.2 besprochene Methode der Fehlerpropagation auf die Analyse von Mehrschichtsystemen ausweiten zu können, wie es bereits in der Auswertesoftware [114] begonnen wurde.

2.3.2. Rauscheinflüsse

In diesem Kapitel sollen anhand von theoretischen Überlegungen und experimentellen Befunden die wichtigsten Parameter für reproduzierbare Zeitbereichsmessungen gefunden werden. Zunächst wird ein grundlegendes Rauschmodell aufgestellt, was bereits fundamentale Aussagen über Zeitbereichsmessungen ermöglicht. Im zweiten Teil werden einige Aussagen des Rauschmodells und die Langzeit-Systemstabilität experimentell überprüft. Im dritten Teil wird gezeigt, dass die Positionierung der Verzögerungsstrecke einen weiteren Term im bisher etablierten Rauschmodell erfordert. Die Implikationen dieser Erweiterungen liefern eine Obergrenze an das erreichbare Signal-zu-Rausch Verhältnis bei gegebener statistischer Positioniergenauigkeit der Verzögerungsstrecke.

2.3.2.1. Rauschmodell

Ein Modell für die einzelnen Rauschbeiträge zu THz-Zeitbereichsmessungen kann analog zu [91, 117, 118] formuliert werden und fundiert auf experimentellen Befunden. Der physikalische Ursprung der einzelnen Rauschterme wird sehr gut in [53] beschrieben, im Folgenden wird auf das Modell und dessen Implikationen für Zeitbereichsmessungen eingegangen. In das Signalrauschen eines THz-Spektrometers im Zeitbereich gehen zwei voneinander unabhängige Beiträge ein. Das am Detektor gemessene Signal $S(t)$ setzt sich aus der THz-Transiente $E_{\text{THz}}(t)$, einem vom Signal unabhängigen Hintergrundrauschen $N_{\text{B}}(t)$ und einem zum Signal proportionalen THz-Rauschen $N_{\text{THz}}(t)$ zusammen, also

$$S(t) = E_{\text{THz}}(t) + N_{\text{B}}(t) + N_{\text{THz}}(t) = E_{\text{THz}}(t) + N_{\text{B}}(t) + R_{\text{THz}}(t)E_{\text{THz}}(t). \quad (2.33)$$

Im Folgenden wird angenommen, dass die einzelnen Rauschbeiträge $N_{\text{B}}(t)$ und $R_{\text{THz}}(t)$ normalverteilt sind, mit Mittelwerten $\langle N \rangle = 0$ und $\langle R \rangle = 1$ und von t unabhängigen Standardabweichungen σ_N und σ_R . Das Rauschlevel der Zeitbereichsmessung ist damit über $\sigma_{\text{B-t}}$ und $\sigma_{\text{R-t}}$ vollständig beschrieben.

2. Grundlagen und Methoden

Wegen der Energieerhaltung muss die Rauschleistung im Zeit- und Frequenzbereich dieselbe sein, weshalb sich aus dem Parsevalschen Theorem für die Hintergrundrauschleistung im Frequenzbereich $\sigma_{B-\omega} \propto \sqrt{T}\sigma_{B-t}$ und für das zum THz-Signal proportionale Rauschen $\sigma_{R-\omega} \propto \sqrt{\Delta t}\sigma_{R-t}$ ergibt [91, 119].

Betrachtet man die einzelnen Beiträge, so lassen sich hieraus bereits zwei generelle Aussagen ableiten. Die größere Frequenzauflösung ($\Delta f = \frac{1}{T}$) mag dazu verleiten, möglichst große Zeitfenster T aufzunehmen, jedoch muss bedacht werden, dass wenn es sich um zeitlich begrenzte Signale handelt, sich wegen dem zum Zeitfenster T proportionalen Hintergrundrauschen das Signal-zu-Rausch Verhältnis verschlechtert. Nur falls mehrere Mittelungen durchgeführt werden, oder das Signal für größere Zeiten noch über dem Rauschlevel liegt, lohnen sich lange Messfenster. Ansonsten ist eine Interpolation im Frequenzbereich, wie etwa „zeropadden“ vorzuziehen.

Ähnlich verhält es sich mit der Schrittweite Δt . Die maximal auflösbare Frequenz ergibt sich aus dem Nyquist-Theorem zu $f_{\max} = \frac{1}{2\Delta t}$. Bei einer zu erwartenden Bandbreite von ca. 3 THz würde eine Schrittweite von ca. 300 fs somit prinzipiell ausreichen. Kleinere Schrittweiten verlängern die Messzeit und generieren mehr Daten. Da der Einfluss des THz-Rauschens bei konstantem Messfenster T und kleineren Schrittweiten Δt abnimmt, verbessert sich das Signal-zu-Rausch Verhältnis bei Überabtastung [49]. Anschaulich gesprochen verteilt sich das im Zeitbereich vorhandene Rauschen auf einen größeren Frequenzbereich. Das ist wiederum aus $f_{\max} = \frac{1}{2\Delta t}$ ersichtlich. Für die Frequenzen, an denen Signal vorhanden ist, steht daher weniger Rauschleistung zur Verfügung, das Signal-zu-Rausch Verhältnis steigt.

2.3.2.2. Mittelung und Fensterfunktion

Wenn nur statistisches Rauschen vorliegt und das Messsystem ansonsten stabil ist, kann das Signal-zu-Rausch Verhältnis durch sukzessive Messungen und deren Mittelung verbessert werden. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis verbessert sich dann mit der Wurzel der Anzahl der Messungen. Da die Mittelungen generell im Zeitbereich durchgeführt werden, ist darauf zu achten, dass die zeitliche Position des Pulsmaximums konstant bleibt. Driftet das System zu stark, bringen zusätzliche Mittelungen keine Verbesserung des Signal-zu-Rauschverhältnisses mehr. Abbildung 2.18 stellt exemplarisch den Einfluss der Mittelwertbildung im Zeitbereich auf die erzielten Spektren dar. Für die Single-Shot Messung werden ca. 60 dB bei einer Bandbreite von 3,5 THz erreicht. Nach 641 Mittelungen ist das Signal-zu-Rausch Verhältnis auf etwa 100 dB angestiegen. Mit dem Anstieg des SNR geht auch eine Verbesserung der Bandbreite einher. In Abbildung 2.18b) ist erkenntlich, dass das erreichbare SNR über weite Bereiche gut der erwarteten Zunahme mit der Wurzel der Anzahl der Messungen folgt:

$$\text{SNR}(N) = \text{SNR}(1)\sqrt{N}. \quad (2.34)$$

Bei einer zweiten Messreihe, (längere Integrationszeit am Lock-in), Abbildung 2.18b), ist das Single-Shot SNR bei dem System mit Lock-in (TELIS-II) bei etwa 75 dB, wobei es für das HHI System (ohne Lock-in) nur bei etwa 50 dB liegt. Vergleicht man allerdings auch

2.3. Fehlerquellen und Messunsicherheit in Zeitbereichsmessungen

die Messzeiten, so entspricht diese für 500 HHI Messungen etwa einer TELIS-II Messzeit. Da bei beiden Systemen gerade für viele Mittelungen keine Abweichung von Gleichung 2.34 gefunden werden konnte, ist davon auszugehen, dass beide Systeme stabil genug sind, um über längere Zeiträume Mittelungen durchzuführen. Die vollen Messreihen zu den beiden Systemen finden sich im Anhang in Kapitel B.

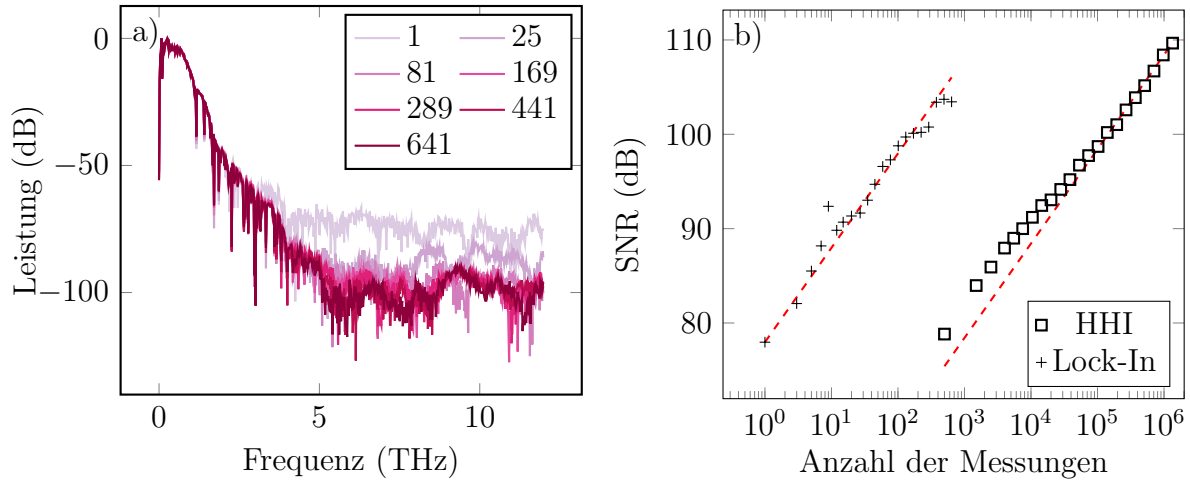


Abbildung 2.18.: a) Spektrum des TELIS-II Systems bei unterschiedlicher Anzahl von Mittelungen. b) Maximales SNR für HHI und TELIS-II System. In rot jeweils ein Fit an $C\sqrt{N}$.

Mit den Messdaten lässt sich außerdem eindrucksvoll die Verwendung einer Fensterfunktion zur Vorprozessierung der Messdaten demonstrieren. Generell sind Messdaten in einem kleinen Zeitbereich aufgenommen. Die gemessenen Werte stimmen im Allgemeinen an den Rändern des Messfensters, also für $t = 0$ und $t = T$ nicht überein. Eine Fouriertransformation, die das Messsignal prinzipiell periodisch fortsetzt, handelt den Messdaten für diese Ränder einen Sprung ein. Im Frequenzspektrum ist dieser Sprung nur durch viele hochfrequente Beiträge darstellbar. Eine Fensterfunktion bringt die Messdaten an den Rändern auf denselben Wert, typischerweise Null. Jede Fensterfunktion besitzt ihre eigene Frequenzcharakteristik, für THz-Zeitbereichsdaten gibt es einige Publikationen, die sich nur mit der Wahl der richtigen Fensterfunktion beschäftigen [120–122]. In dieser Arbeit wurde mit einem modifizierten „Blackman“-Fenster[123] gearbeitet. Die Fensterfunktion wird so modifiziert, dass sie nach einer zu definierenden Zeit t_r den Wert 1 erhält und diesen beibehält, bevor es am Ende des Messfensters in derselben Zeit t_r wieder auf Null abklingt. Die Zeit t_r wird auch Anstiegszeit genannt und ist somit der einzige freie Parameter der Fensterfunktion. Alle Zeitbereichsdaten wurden mit einem modifizierten Blackmanfenster mit $t_r = 5$ ps multipliziert. Abbildung 2.19 zeigt eindrucksvoll den Effekt der Fensterfunktion für $t_r = 0$, $t_r = 0,5$ ps und $t_r = 5$ ps.

2. Grundlagen und Methoden

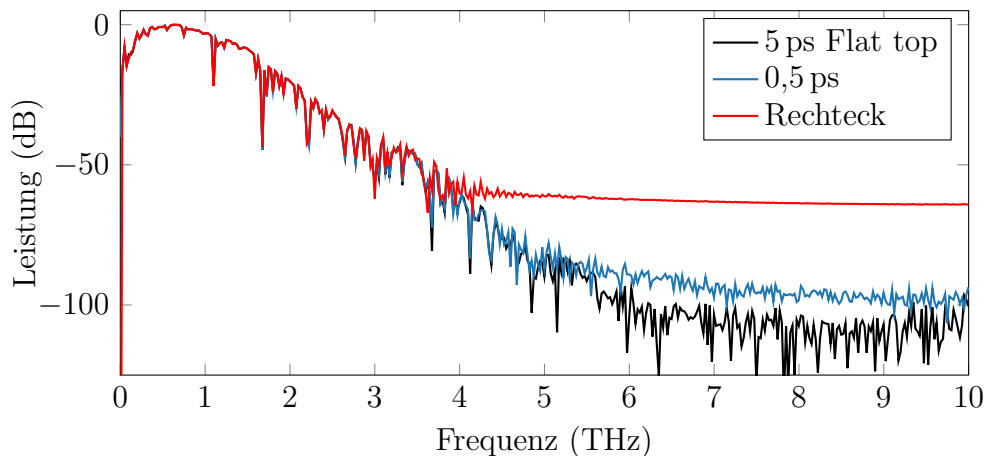


Abbildung 2.19.: Der Einfluss der Fensterfunktion auf das Spektrum. Rot: Kein Fenster, Blau: Ein sehr steiles Black-Man Fenster mit Flat-Top, Schwarz: Das typischerweise verwendete Flat-top Fenster mit 5 ps ansteigender und abfallender Flanke. Messdaten: HHI System.

2.3.3. Der Einfluss der Verzögerungsstrecke

Die Verzögerungseinheit, welche zum Abtasten des THz-Pulses verwendet wird, ist ein zentraler Bestandteil eines THz-Zeitbereichsspektrometers. In diesem Unterkapitel soll der Einfluss der Positioniergenauigkeit auf die gemessenen Spektren genauer untersucht werden.

Als Motivation hierfür kann folgende zentrale Frage formuliert werden: Ab welcher Positioniergenauigkeit ist das maximal erreichbare SNR eines THz-TDS durch die Genauigkeit der Verzögerungseinheit limitiert?

Die Ursachen für die fehlerbehaftete Positionierung der Verzögerungsstrecke können sowohl statistischer als auch systematischer Natur sein. Im Folgenden wird näher auf eine zufällige Fehlpositionierung eingegangen [95]. Im letzten Unterkapitel wird ein Ausblick auf den Effekt von systematischen Positionierfehlern gegeben [48].

2.3.3.1. Statistischer Fehler

Im Folgenden wird ein Fehlermodell für den statistischen Positionierfehler entwickelt. Darauf aufbauend werden Monte-Carlo Simulationen und analytische Berechnungen zur Quantifizierung des Fehlers durchgeführt. Abschließend werden die Aussagen mit Messergebnissen verglichen.

Typische THz-TDS erreichen Single Shot ca. 60 dB SNR, mit hochpräzisen Verzögerungseinheiten. Ab welcher Positioniergenauigkeit σ_{Position} die Rauschleistung von 60 dB nicht überschritten und somit das erreichbare Signal-zu-Rausch Verhältnis nicht durch die Verzögerungseinheit limitiert ist, soll im Folgenden geklärt werden. Zukünftige und aktuell stattfindende Optimierungen etwa zur Erhöhung der Emitterleistung und zur Unterdrückung von Detektorrauschen führen zu THz-TD Systemen mit immer höherem

2.3. Fehlerquellen und Messunsicherheit in Zeitbereichsmessungen

Signal-zu-Rausch Abstand. Eine a priori Kenntnis des Einflusses der Positioniergenauigkeit kann einen Beitrag zur weiteren Verbesserung der THz-TD Spektroskopie liefern.

Typischerweise ist die Verzögerungseinheit mit einem Retroreflektor ausgestattet, wie in Abbildung 2.2 dargestellt. Ist nun fälschlicherweise die Verzögerungseinheit um die Distanz δs fehlpositioniert, so wird der Laserpuls um die zusätzliche Strecke $2\delta s$ verzögert:

$$\delta t = \frac{2\delta s}{c} \quad \sigma_t = \frac{2}{c} \sigma_{\text{Position}} . \quad (2.35)$$

Somit wird auch nicht die tatsächliche Feldamplitude $E(t)$ gemessen, sondern die Amplitude an der Zeitposition $t + \delta t$ welche dort

$$E(t + \delta t) = E(t) + \delta t \left| \frac{dE}{dt} \right| \quad (2.36)$$

beträgt. Das bedeutet, dass die Standardabweichung der Feldamplitude, welche von statistischen Ungenauigkeiten der Positionierung der Verzögerungseinheit verursacht wird, proportional zur Steigung der Feldamplitude an der Position t ist

$$\sigma_D(t) = \sigma_t \left| \frac{dE}{dt} \right| . \quad (2.37)$$

Damit ist dieser Einfluss leicht abzugrenzen von den bisher diskutierten Fehlern, welche entweder einen konstanten zeitlichen Verlauf σ_B (Hintergrundrauschen) oder eine zur Feldamplitude proportionale Standardabweichung σ_T (THz-Rauschen) haben. Auch ist das gewonnene Resultat sehr intuitiv. Ist der zeitliche Verlauf der THz-Amplitude flach, so hat eine ungenaue Verzögerungseinheit keinen Einfluss. Hingegen in Bereichen in denen die Steigung sehr groß ist, generiert bereits eine kleine Fehlpositionierung der Verzögerungseinheit einen großen Fehler in der Feldamplitude.

Abbildung 2.21(a) illustriert Gleichung 2.37 im Zeitbereich. Zur Modellierung des THz-Pulses wurde die, für die Modellierung photoleitender Antennen etablierte theoretische Pulsform

$$E(t) = E_0(t - t_0) \exp \left(-\frac{(t - t_0)^2}{w^2} \right) , \quad (2.38)$$

verwendet [4].

In Abbildung 2.20 ist in a) eine simulierte Zeitbereichsmessung dargestellt. Die einzelnen Rauschterme sind als D-Rauschen (Rauschen der Verzögerungseinheit), B-Rauschen (Hintergrundrauschen) und T-Rauschen (Amplitudenrauschen) bezeichnet. Während das Hintergrundrauschen (B) überall dieselbe Leistung hat, zeigt sich eine verschiedene Rauschsignatur für das Rauschen welches durch die Positionierung der Stage entsteht (rot,D) und dem THz-Rauschen (Schwarz, T). Die entsprechenden zeitabhängigen Standardabweichungen $\sigma_i(t)$ im Zeitbereich sind in Abbildung 2.21(b) dargestellt. Sowohl das Rauschen der Verzögerungseinheit als auch das THz-Rauschen skaliert mit der Amplitude des Pulses. Für den hier zu diskutierenden Beitrag des D-Rauschens ist dies anschaulich verständlich: Wenn bei gleicher Pulsbreite die Amplitude A des THz-Pulses ansteigt, so wird die Flanke

2. Grundlagen und Methoden

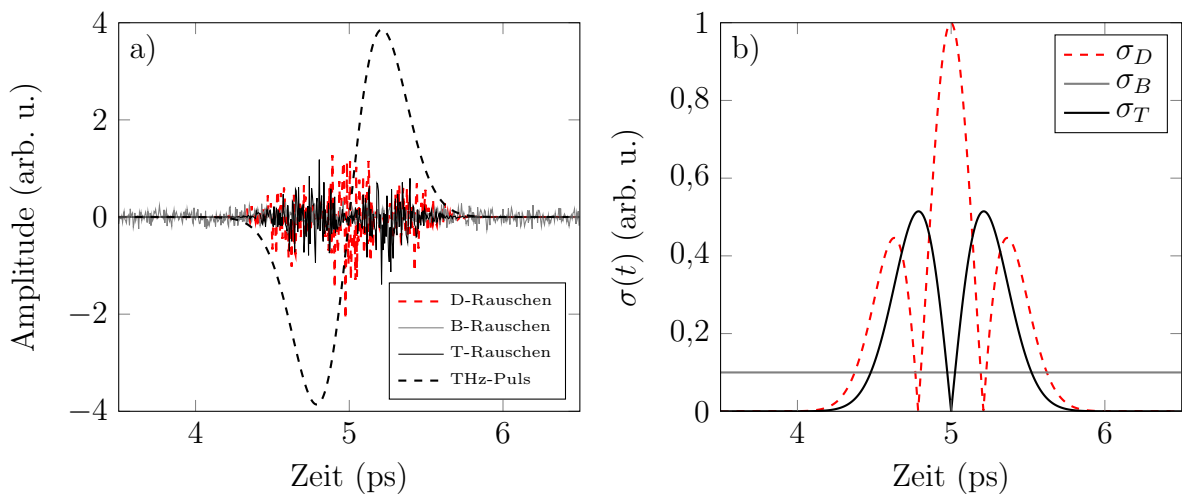


Abbildung 2.20.: a) Simulation der einzelnen Rauschbeiträge im Zeitbereich. Rot: Rauschbeitrag der Verzögerungseinheit (D), Schwarz: Amplitudenrauschen (T), Grau: Hintergrundrauschen (B-Rauschen) und schwarz gestrichelt: der theoretische THz-Puls. b) Die zeitaufgelösten Standardabweichungen σ_D , σ_B und σ_T .

des Pulses auch steiler. Daraus resultiert, dass das zur Ableitung proportionale D-Rauschen mit der Amplitude des Pulses skaliert.

Im Frequenzraum unterscheidet sich das D-Rauschen von den anderen beiden Beiträgen, vergleiche Abbildung 2.21. Während das Hintergrundrauschen keinerlei Frequenzabhängigkeit hat (weißes Rauschen), offenbart das zusätzliche Rauschen aus der Verzögerungseinheit eine nicht triviale Frequenzcharakteristik, welche zudem stark von der Wiederholung des Experiments abhängt. So sind häufig die hohen Frequenzen des Signals beeinflusst oder es tauchen scheinbar Frequenzkomponenten oberhalb der Signalbandbreite auf. Abbildung 2.21 zeigt die drei typischen Fälle. In 2.21 unten, ist das Rauschen der Verzögerungseinheit wesentlich kleiner als das Hintergrundrauschen, in der Mitte sind die beiden Beiträge vergleichbar und in oben ist die Amplitude des D-Rauschens größer als die des Hintergrundrauschens. Da die exakte Lage des Rauschlevels, welches durch die Positioniergenauigkeit der Verzögerungsstrecke gegeben ist, auch von der Pulsform abhängt, wurden im Folgenden Monte-Carlo (MC) durchgeführt. Die Pulsbreite w wurde für diese Simulationen auf $w = 0,3 \text{ ps}$ gesetzt. Tabelle 2.2 fasst die Parameter nochmals zusammen, während die Ergebnisse der Simulationen in Abbildung 2.22 dargestellt sind. Die doppelt logarithmische Auftragung von maximal erreichbarem SNR über die Schrittweite Δt verifiziert die Überlegungen von oben $SNR \propto \frac{1}{\sqrt{\Delta t \sigma_t}}$.

Um die Positioniergenauigkeit der Verzögerungseinheit eines TDS experimentell zu bestimmen, wurde dieses interferometrisch überwacht [124]. Dazu kam ein kommerzielles Interferometer (Agilent 5528a) mit einer angegebenen Genauigkeit von 1 nm zum Einsatz. Ein zusätzlicher Retroreflektor auf der Verzögerungsstrecke erlaubt es, den THz-Puls und die Interferometerdaten parallel aufnehmen zu können. Die Interferometerdaten in Abbildung 2.23 zeigen, dass neben einer statistischen Positioniergenauigkeit auch

2.3. Fehlerquellen und Messunsicherheit in Zeitbereichsmessungen

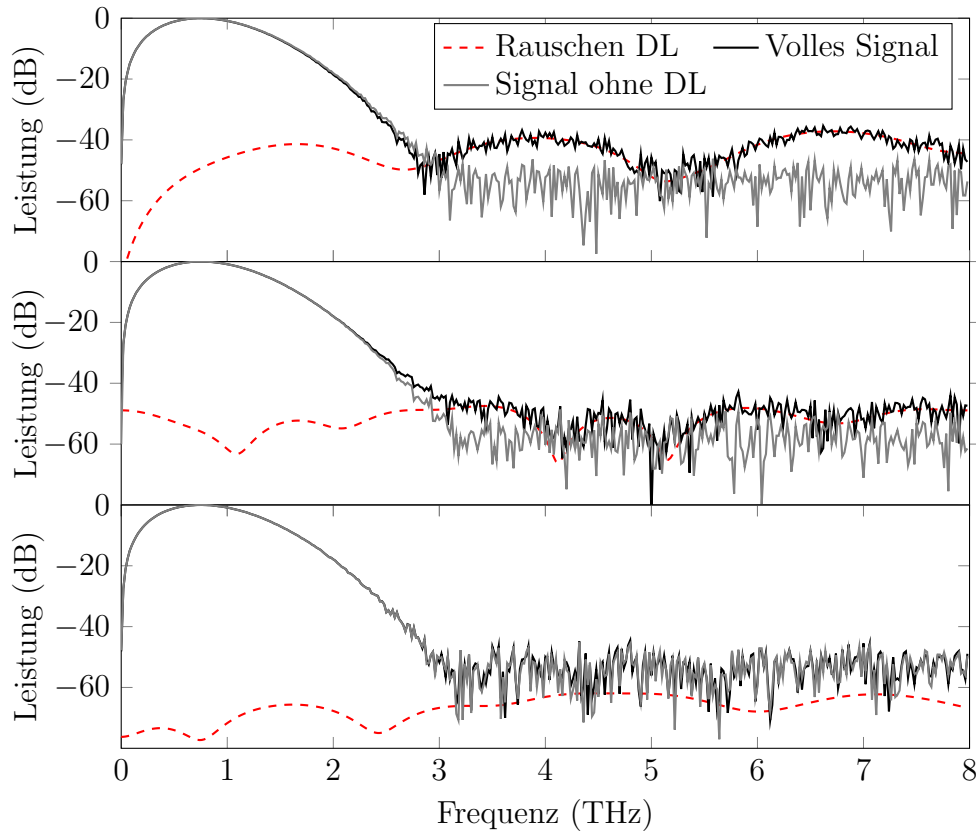


Abbildung 2.21.: Der Einfluss des Rauschens der Verzögerungseinheit (D-Rauschen) auf das Spektrum. Rot gestrichelt jeweils das Spektrum des D-Rauschens. In grau Spektrum ohne D-Rauschen und in schwarz das volle Spektrum (inklusive D- und B-Rauschen). Das B-Rauschen liegt konstant bei ca. 55 dB. Die Positioniergenauigkeit σ_t beträgt 20 fs (oben), 10 fs (mitte) und 2 fs (unten).

Parameter	Wert	Beschreibung
σ_t	0,1 fs .. 100 fs	Standardabweichung der Positioniergenauigkeit
Δt	1 fs .. 100 fs	Abtastschrittweite
w	300 fs	Breite des THz-Pulses

Tabelle 2.2.: Zusammenfassung des Wertebereichs der Simulationsparameter. Die Signalamplitude und das Zeitfenster haben keinen Einfluss und werden deshalb nicht aufgeführt.

2. Grundlagen und Methoden

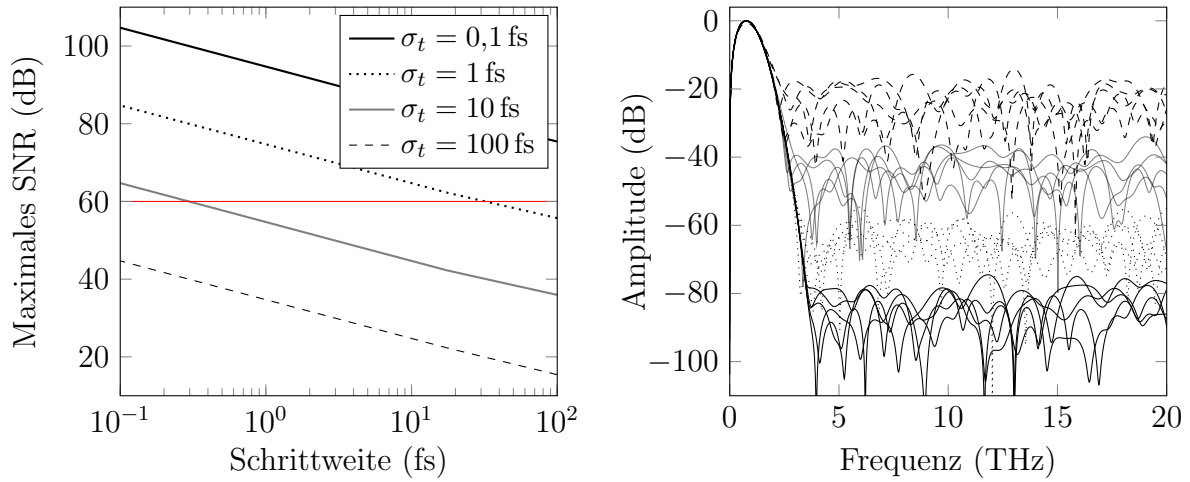


Abbildung 2.22.: Links: Maximales SNR für verschiedene Schrittweiten und Positioniergenauigkeiten σ_t . Die rote Linie markiert 60 dB SNR. Rechts: Simulierte Spektren für dieselben Positioniergenauigkeiten σ_t mit Schrittweite $\Delta t = 16$ fs ohne Hintergrundrauschen.

Hersteller	Typ	Encoderauflösung	Maximales SNR ($\Delta t = 30$ fs)
Standa	8MT160-300	310 nm	55 dB
PI	M521.DG	33 nm	74 dB
PI	M403.4PG	250 nm	56 dB
Micos	UPS-150	1 nm	105 dB

Tabelle 2.3.: Encoderauflösung von verfügbaren Verzögerungseinheiten.

2.3. Fehlerquellen und Messunsicherheit in Zeitbereichsmessungen

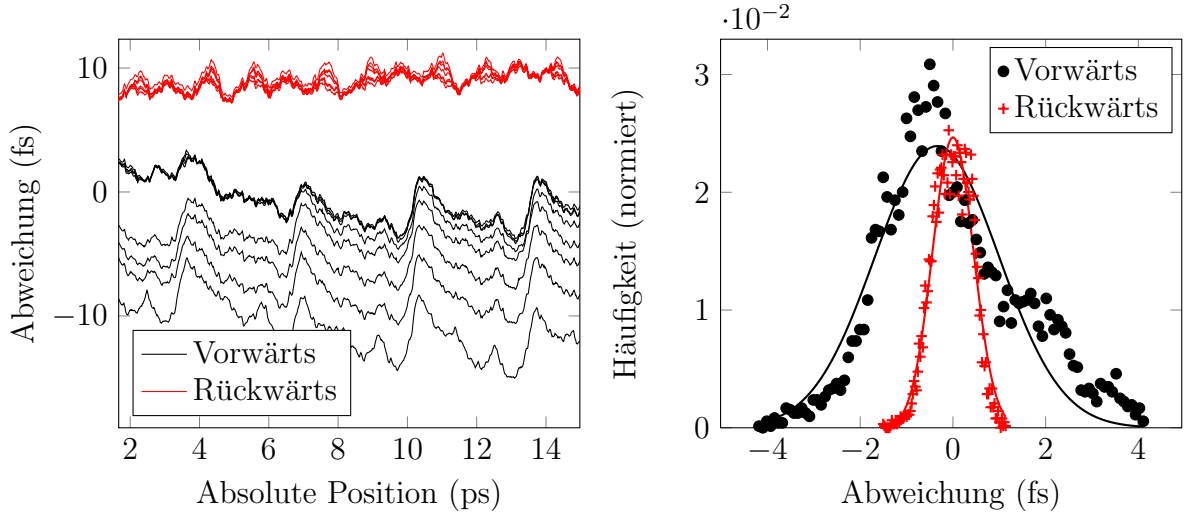


Abbildung 2.23.: Links: Abweichung zwischen Interferometermesswert und angenommener Positionierung (Steuerung der Verzögerungseinheit). Rot: Acht Fahrten in Rückwärtsrichtung, Schwarz: Acht Fahrten in Vorwärtsrichtung. Rechts: Zugehörige Verteilung der Abweichung nach Subtraktion von linearen und periodischen systematischen Abweichungen mit Gauß-Fit.

systematische Abweichungen auftreten. Die Differenz der Positionsdaten des Interferometers und der Verzögerungsstrecke zeigt einen reproduzierbaren sinusförmigen Verlauf mit zusätzlichen statistischen Abweichungen, vergleiche Abbildung 2.23:

$$t = A \sin(t_{\text{stage}}\nu + \phi) . \quad (2.39)$$

Auch unterscheidet sich die Positioniergenauigkeit entlang der beiden Fahrtrichtungen (vorwärts, rückwärts) stark. Dies ist zu erwarten, allerdings sollte für hochpräzise Messungen der Unterschied berücksichtigt werden.

Der Einfluss der systematischen Abweichungen wird detailliert in [48] diskutiert. Für die nachfolgende Betrachtung wird die Fehlerfrequenz ν und Amplitude A durch einen Fit an die Interferometerdaten bestimmt und anschließend von den Daten abgezogen. Somit erhält man die, von den systematischen Abweichungen bereinigte, Positioniergenauigkeit welche in Abbildung 2.23 (rechts) als Histogramm dargestellt ist. Die Standardabweichung beträgt $\sigma_{\text{vorwärts}} = 1,34 \text{ fs}$ und $\sigma_{\text{rückwärts}} = 0,44 \text{ fs}$. Zusammen mit der verwendeten Schrittweite $\Delta t = 16 \text{ fs}$ und unter Berücksichtigung der Pulsbreite von $w = 0,3 \text{ ps}$ ergibt sich, dass mit dieser Verzögerungseinheit das maximal erreichbare SNR 57 dB in Vorwärts- und 70 dB in Rückwärts-Richtung beträgt. Da das SNR des Systems bei ca. 60 dB lag, lässt sich ein Unterschied des Rauschlevels für die Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung trotz des großen Unterschieds der Positioniergenauigkeit kaum feststellen. Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse können auch in [95] nachgelesen werden.

2.3.3.2. Systematischer Fehler

Zusätzlich zu den diskutierten statistischen Fehlern in der Positionierung der Verfahrenseinheit, können auch systematische Positionierfehler auftreten, deren Einfluss auf die gemessenen Spektren in Abbildung 2.24 gezeigt wird. Diese äußern sich etwa in einer periodischen Abweichung der tatsächlichen Position der Verzögerungseinheit von der Soll-Position. Ein Grund, sich mit den systematischen Fehlern zu beschäftigen liefern die vorherigen Messdaten aus Abbildung 2.23. Hier ist eine deutliche periodische Abweichung zu beobachten, welche sogar stärker ist als die diskutierten Abweichungen des statistischen Positionierfehlers. Zu dieser Beobachtung gesellte sich ein zweites ungelöstes Rätsel: Nimmt man die

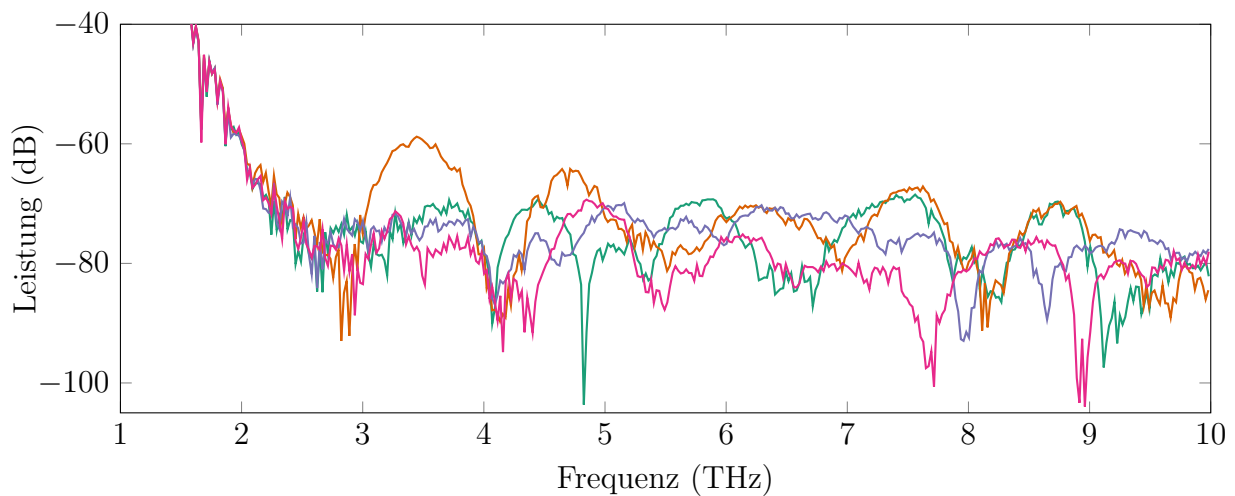


Abbildung 2.24.: Gemessene Spektren für verschiedene Geschwindigkeiten der Verzögerungseinheit. In den verschiedenen Farbabstufungen sind Spektren für Messgeschwindigkeiten von 5 ps s^{-1} bis $0,5 \text{ ps s}^{-1}$ dargestellt.

THz-Zeitbereichsdaten mit dem SR830 Lock-in auf, indem die Verzögerungsstrecke kontinuierlich verfahren wird, so tauchen abhängig von der Fahrgeschwindigkeit hochfrequente Beiträge im Spektrum auf. In Abbildung 2.24 sind die Spektren ein und derselben Probe bei unterschiedlichen Fahrgeschwindigkeiten (feste Schrittweite 30 fs) von 5 ps s^{-1} bis $0,5 \text{ ps s}^{-1}$ dargestellt. Deutlich zu erkennen sind die, zum Teil deutlich aus dem Rauschlevel herausragenden, spektralen Anteile bei hohen Frequenzen. Es zeigt sich, dass die Messdatenaufnahme am Lock-in die Triggerimpulse der Verzögerungseinheit nur im 512 Hz Takt registriert. Je nach Kombination von Fahrgeschwindigkeit und Schrittweite, weicht die tatsächliche Zeitachse daher unterschiedlich stark von der gewünschten ab. Die tatsächlichen Zeitabstände auf der THz-Zeitachse sind dadurch nicht mehr äquidistant. Dieser Fehler lässt sich ebenfalls als Summe von periodischen Positionierfehlern beschreiben und erklärt die beobachteten Spiegelspektren. Die Details dazu sind in der Veröffentlichung [48] nachzulesen.

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

Als Plasmonen werden allgemein Schwankungen der Ladungsträgerdichte in Festkörpern bezeichnet [125]. An Metall-Dielektrikum Grenzschichten können Oberflächenladungsträgerschwingungen propagieren. Angeregt, beispielsweise durch elektromagnetische Strahlung, schwingen die frei im Metall beweglichen Elektronen parallel zur Metalloberfläche. Die dabei entstehenden Unterschiede in der Elektronendichte erzeugen wiederum ein elektrisches Feld oberhalb der Oberfläche und so eine an die Oberfläche gebundene elektromagnetische Welle. Evaneszente Felder senkrecht zur Oberfläche und eine stark reduzierte Wellenlänge im Vergleich zur Ausbreitung im Medium charakterisieren diese sogenannten Oberflächen-Plasmon-Polaritonen (SPP, engl. für surface plasmon polariton), welche faszinierende physikalische Eigenschaften und vielversprechende Anwendungen aufweisen. Anschaulich dargestellt ist die Feldverteilung eines SPP in Abbildung 3.3. Gerade im optischen Bereich werden Lösungen zur weiteren Miniaturisierung von elektronischen Schaltkreisen gesucht, hierfür könnten integrierte optische Schaltungen basierend auf Oberflächenplasmonen ein Lösungsansatz sein [126, 127].

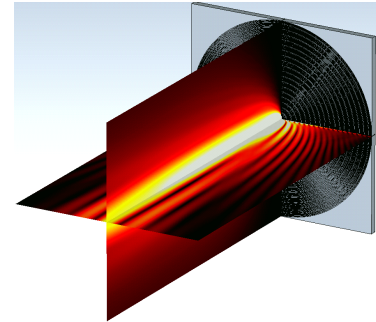
Obwohl aktuell ein starkes Interesse an der Plasmonik besteht, ist sie ein relativ altes Forschungsfeld. Die vollständige mathematische Beschreibung von plasmonischen Oberflächenwellen wurde bereits von Sommerfeld und Zenneck [128, 129] angegeben. Einige früh entdeckte optische Phänomene, wie etwa die Wood'schen Anomalien in der Transmission durch Beugungsgitter, können letztlich auf die SPP zurückgeführt werden [130]. Obwohl die Physik zur Beschreibung der Phänomene bereits so lange bekannt ist [131], gibt es bis heute im Mikrowellen- bis hin zu optischen Wellenlängenbereich viele neue interessante Phänomene, die ihren Ursprung letztlich in der Kopplung von elektromagnetischer Strahlung an Metalloberflächen haben. Praktische Anwendung findet etwa die sogenannte Oberflächenplasmonresonanz (SPR), etwa in der Spektroskopie [132–135]. Bereits Goubau zeigte, dass die von Sommerfeld und Zenneck gefundenen Lösungen der Maxwellgleichungen wellenleiterähnliche Eigenschaften haben [136]. Anschaulicher Grund hierfür ist die bereits erwähnte stark reduzierte Wellenlänge der Oberflächenwelle. Der k -Vektor von Oberflächenwellen ist stets größer als im umgebenden Dielektrikum, der resultierende Impulsunterschied $\Delta k = k_{spp} - k_0$ erzwingt die nichtstrahlende Propagation der Ladungsträgerschwingungen entlang der Oberfläche und erklärt somit die gebundene Natur ebendieser.

Durch die breitbandige frequenz- und phasenaufgelöste THz-Zeitbereichsspektroskopie, im Speziellen auch durch die Möglichkeiten der THz-TDS Nahfeldspektroskopie, eignet sich der THz-Bereich sehr gut, um die physikalischen Eigenschaften der Oberflächenwellen zu

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

studieren. Gerade im Frequenzbereich von 0,3 THz bis 4 THz sind Oberflächenwellen durch die sehr geringe Skintiefe nur äußerst schwach an die Oberfläche gebunden. Grundlegende Arbeiten von [137–139] zeigen allerdings, dass strukturierte Metalloberflächen wieder gebundene Oberflächenwellen ermöglichen.

Das Kapitel startet mit den theoretischen Grundlagen der Oberflächenplasmonen, bevor die speziell für den Mikrowellen- und THz-Bereich interessanten Spoof-Plasmon-Polaritonen eingeführt werden. Mit dem nötigen theoretischen Vorwissen wird dann ein plasmonisches strahlformendes Element für THz-Strahlung entworfen, konkret ein Bessel-Strahlformer. Das Bessel-Strahlprofil ist eine relativ spät entdeckte Klasse von Lösungen der Helmholtzgleichung [140], welche zumindest theoretisch beugungsfreie und "selbst-heilende" [141] Eigenschaften aufweisen. Ähnlich der ebenen Welle lassen sich experimentell nur Näherungen an die Bessel-Strahlform erzeugen. Etabliert hierfür sind sogenannte Axikonlinsen [142–145], welche im Gegensatz zum hier vorgestellten Element äußerst sperrig sind. Für den THz-Bereich werden Bessel-Strahlen wegen ihres, über viele Wellenlängen unveränderten Hauptmaximums (auch Stiefokus genannt) zur Verbesserung der Auflösung von THz TDS bildgebenden Verfahren diskutiert [146–148].



Konzept Bessel-Strahlformer

Im vorliegenden Kapitel geht es weniger um die Bessel-Strahl-Eigenschaften oder deren Anwendung, sondern vielmehr um die Demonstration der Praktikabilität von kompakten plasmonischen strahlformenden Elementen. Auf dem Weg dorthin sind einige Herausforderungen zu lösen, in welche sich das Kapitel weiter untergliedert. Für das Design eines funktionierenden plasmonischen Strahlformers muss erstens verstanden sein, wie man eine Oberflächenwelle anregen kann. Zweitens muss eine gute Balance zwischen Bindung an die Oberfläche und Ausbreitungslänge der Oberflächenwelle gefunden werden. Drittens gilt es den Auskoppelwinkel (via Gitterkopplung) so zu realisieren, dass bei einer Frequenz für welche die Oberflächenwelle ausbreitungsfähig ist, eine Bessel-Strahlform erzeugt werden kann. Nachdem die wesentlichen Geometrieparameter, mittels Theorie und Simulation festgelegt wurden, wird der Bessel-Strahlformer im letzten Unterkapitel sowohl im Fernfeld als auch im Nahfeld mittels THz TDS bildgebenden Verfahren charakterisiert.

3.1. Die Ausbreitung von Oberflächenwellen an einer Metall - Dielektrikum Grenzschicht

Für das grundlegende Verständnis der Kopplung von Licht an Metalloberflächen lohnt es sich, kurz die aus dem Drude-Modell folgenden Eigenschaften von Metallen für den THz-Bereich zu beleuchten. Danach werden die Wellengleichung und die Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen abgeleitet und schließlich geklärt, weshalb es im THz-Bereich keine echten THz-Oberflächenwellenleiter geben kann. Es wird sich herausstellen, dass im THz-Bereich die Strukturierung der Metalloberfläche der Schlüssel zur Designer-Oberflächenwelle

3.1. Die Ausbreitung von Oberflächenwellen an einer Metall - Dielektrikum Grenzschicht

ist. Durch die Strukturierung kann der für unstrukturierte Metalle immer bei $\omega_P/\sqrt{2}$ liegende Bereich der flachen Dispersionskurve hin zu kleineren Frequenzen verschoben werden. Damit werden stark an die Oberfläche gebundene THz-Wellen erst möglich.

Motiviert wurde die Arbeit an dieser Struktur durch Vorarbeiten von Y. Monnai [149–152].

3.1.1. Dielektrische Eigenschaften von Metallen

Die Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie wird über die optischen Parameter Brechungsindex und Absorptionskoeffizient beschrieben. Die zu Grunde liegenden physikalischen Mechanismen, welche etwa elektrische Leitfähigkeit und Permittivität beeinflussen, können sehr unterschiedlich sein. In Isolatoren richten sich die ggf. vorhandenen molekularen Dipolmomente im Feld aus. Diese oszillierenden Dipolmomente erzeugen ein phasenverschobenes Feld, welches wiederum durch Interferenz zu einer reduzierten Phasengeschwindigkeit im Medium führt. Dieses Verhalten kann durch das Debye-Relaxationsmodell [153] gut beschrieben werden. Bei höheren Frequenzen spielen oft Phononenresonanzen die dominante Rolle für die dielektrischen Parameter, welche etwa in der Ramanspektroskopie ausgenutzt werden.

Für Metalle hingegen ist die freie Beweglichkeit der Ladungsträger charakteristisch. Bei THz-Frequenzen können die Elektronen dem anregenden Feld noch sehr gut folgen. Die optischen Parameter von Metallen können also sehr gut durch ein Plasmamodell beschrieben werden. Die Grenzen dieses Modells sind materialabhängig. Vernachlässigt werden etwa Interbandübergänge, wie sie für viele Edelmetalle schon im optischen Bereich anzutreffen sind. Weiterhin vernachlässigt man Elektron-Elektron Wechselwirkungen und das Gitterpotential. Nichtsdestotrotz bietet das Drude-Modell eine, im THz-Bereich, äußerst gute Beschreibung der beobachteten Phänomene. Das mikroskopische Modell bietet zudem eine physikalische Interpretation der zu Grunde liegenden elektrischen Mechanismen in Metallen.

Im Drude-Modell wird das freie Elektronengas der Leitungselektronen vom externen elektrischen Feld in Schwingung versetzt. Im Gegensatz zu Isolatoren, fehlt im Falle der frei beweglichen Leitungselektronen die rücktreibende Kraft der positiven Atomrümpfe, da man die Leitungselektronen in erster Näherung als frei beweglich annimmt. Die Schwingung wird nur durch Stöße gedämpft und folgt sonst dem anregenden Feld. Die Stoßzeiten τ von realen Metallen liegen im Bereich von wenigen Femtosekunden, typischerweise $\tau = 1/\gamma \sim 10^{-14}$ s.

Ein einfaches harmonisches Oszillatormodell führt dann zu einem Ausdruck für die Auslenkung \vec{x} des Elektronengases relativ zu den Rümpfen und somit auch zur makroskopischen Polarisation \vec{P}

$$\vec{P} = -nq\vec{x} = -\frac{nq^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)}\vec{E}. \quad (3.1)$$

Die Ladungsträgerdichte ist n , die Ladung und Masse eines Elektrons sind q bzw. m . Das anregende Feld hat die Kreisfrequenz ω . Mittels $\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0\epsilon\vec{E}$ kann die dielektrische

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

Permittivität identifiziert werden als

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (3.2)$$

Die Frequenz $\omega_p^2 = \frac{nq^2}{\epsilon_0 m}$ nennt man Plasmafrequenz des freien Elektronengases. In der THz-Zeitbereichsspektroskopie ist der Spektralbereich von 0,3 THz bis 6 THz zugänglich. Da typische Stoßraten γ realer Metalle in der Größenordnung von etwa 100 THz liegen, vergleiche 3.1, wird die Näherung $\omega \ll \gamma$ gerechtfertigt. Sowohl Real- als auch Imaginärteil des resultierenden Brechungsindex variieren von etwa 1000 bis 200 (0,5 THz - 3 THz), vergleiche auch Abbildung 3.1. In dem abgebildeten Grenzfall vereinfachen sich die Ausdrücke des Drude-Modells weiter, da oft $\Im(\epsilon) \gg \Re(\epsilon)$ noch sehr gut erfüllt ist. Hieraus folgt vereinfachend

$$n \sim \kappa = \sqrt{\frac{\tau\omega_p}{2\omega}}. \quad (3.3)$$

Der hohe Imaginärteil ist für die niedrige Eindringtiefe verantwortlich. Die anschauliche Interpretation dieses Sachverhalts ist, dass im THz-Frequenzbereich die freien Elektronen dem anregenden THz-Feld noch sehr gut folgen können, was zu einer Abschirmung des Feldes innerhalb weniger Nanometer führt. Dadurch kann die elektromagnetische Strahlung kaum in die Metalloberfläche eindringen. Die Skintiefe δ aus dem Drude-Modell ergibt somit

$$\delta = \frac{c}{\kappa\omega} = \frac{2}{\sigma_0\omega\mu_0}. \quad (3.4)$$

Hier ist σ_0 die DC-Leitfähigkeit ($\sigma_0 = \omega_p^2\epsilon_0\tau$). Über den grundlegenden Zusammenhang zwischen dielektrischer Funktion und Leitfähigkeit

$$\epsilon(\omega) = 1 + i\frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0\omega} = 1 + \frac{i\sigma_0}{\omega(1 - i\omega\tau)}, \quad (3.5)$$

welcher bereits aus den Maxwell-Gleichungen bzw. der Definition der Leitfähigkeit folgt, lässt sich die oben gemachte Näherung auch für die Leitfähigkeit σ statt der optischen Konstanten n, κ diskutieren. In der Tabelle 3.1 sind einige Leitfähigkeiten aufgeführt. Die Stoßzeiten τ von realen Metallen liegen im Bereich von wenigen Femtosekunden, typischerweise $\tau \sim 10^{-14}$ s. Damit haben die meisten Metalle eine nahezu frequenzunabhängige Leitfähigkeit im THz-Bereich

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 + i\omega\tau} \approx \sigma_0. \quad (3.6)$$

Typischerweise verhalten sich Metalle im THz-Bereich wie nahezu perfekte Leiter. Hieraus resultiert eine verschwindende Eindringtiefe und eine hohe Reflektivität $R \sim 1$ für THz-Strahlung. Diese Resultate werden für plasmonische THz-Anwendungen wichtig werden.

3.1. Die Ausbreitung von Oberflächenwellen an einer Metall - Dielektrikum Grenzschicht

Tabelle 3.1.: Leitfähigkeit, Skintiefe und Plasmafrequenz für ausgewählte Metalle.

	Cu	Ag	Au	Al
Leitfähigkeit σ_0 (MS·m ⁻¹)	52,6	22,8	20,7	64,2
Skintiefe δ bei 1 THz (nm)	86	110	122	83
Plasmafrequenz ω_P (THz)	16453	13688	13718	22758
Stoßrate γ (THz)	45,6	72,9	80,5	71,4

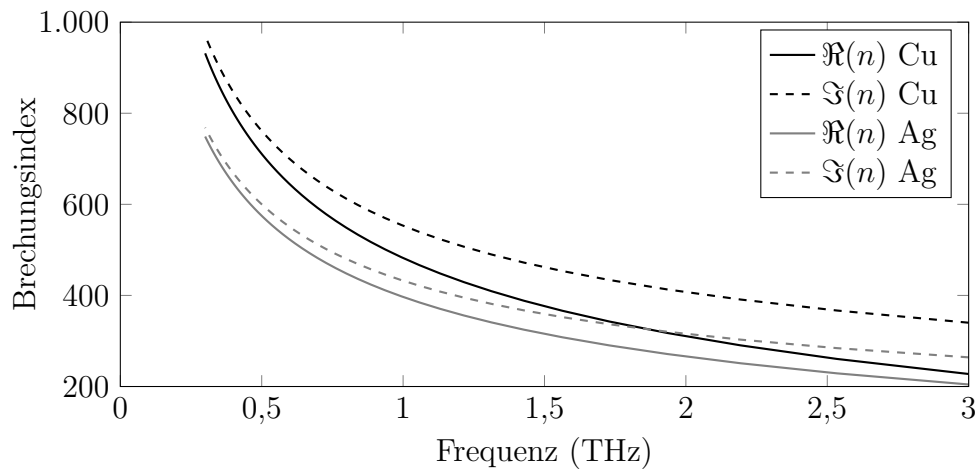


Abbildung 3.1.: Brechungsindex für Kupfer und Silber. Die durchgezogene Linie stellt jeweils den Realteil dar, während die gestrichelte Linie den Imaginärteil des Brechungsindex wiedergibt.

3.1.2. Wellengleichung

Oberflächenplasmon-Polaritonen sind elektromagnetische Wellen, welche sich entlang einer Metall-Dielektrikum Grenzschicht ausbreiten. Der physikalische Ursprung ist die Kopplung der elektromagnetischen Welle (Polariton) an die Plasmaschwingungen der Elektronen im Leiter (Plasmon). Alle Eigenschaften dieser gekoppelten elektromagnetischen Welle lassen sich in sehr guter Näherung klassisch berechnen. Es wird hierfür ein Modell für die elektrische Permittivität benötigt, welche das Drude-Modell liefert.

Die Wellengleichung, welche aus Maxwells Gleichungen in Abwesenheit von Ladungs- und Stromverteilungen folgt, dient als Startpunkt für die folgenden Überlegungen:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (3.7)$$

Für die spezielle Geometrie aus Abbildung 3.2 muss Gleichung 3.7 gelöst werden. Für die Lösung wird angenommen, dass die beiden Halbebenen für $z > 0$ und $z < 0$ jeweils vollständig mit dem Dielektrikum ϵ_1 bzw. dem Metall mit Permittivität ϵ_m ausgefüllt sind. Die Welle propagiert in x -Richtung. Nimmt man eine harmonische Zeitabhängigkeit an $E(x, y, z, t) = E(x, y, z)e^{-i\omega t}$, so separiert obige Differentialgleichung zur bekannten Helmholtzgleichung

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \epsilon \vec{E} = 0, \quad (3.8)$$

mit $k_0 = \omega/c$. Durch die vorgegebene Ausbreitungsrichtung und die Unabhängigkeit des Problems von y gilt $\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(z)e^{i\beta x}$, womit sich die Helmholtzgleichung zur sogenannten charakteristischen Gleichung des Wellenleiters vereinfacht

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) \vec{E}(z) = 0. \quad (3.9)$$

Um die Helmholtzgleichung zu lösen, werden zusätzlich die Stetigkeitsbedingungen an die Felder ausgenutzt. Für die Felder \vec{E} , \vec{D} , \vec{B} und \vec{H} gilt generell, dass die Tangentialkomponenten von \vec{E} und \vec{H} an der Oberfläche stetig sein müssen, sowie die Normalkomponenten von \vec{D} und \vec{B} . Aus diesen Bedingungen ergeben sich zwei Klassen von Lösungen der Wellengleichungen, sogenannte TE (s) und TM (p) Moden. Die bekannten Abkürzungen stehen für transversal-elektrisch und transversal-magnetisch, d. h. das elektrische bzw. das magnetische Feld verschwindet in Ausbreitungsrichtung.

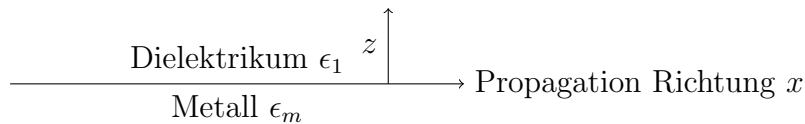


Abbildung 3.2.: Schemazeichnung der Dielektrikum-Metall Grenzschicht mit Koordinatensystem.

Es kann gezeigt werden, dass es keine Ausbreitungsfähigen TE-Oberflächenwellen geben kann [154]. Für TM-Wellen gilt für H_y die Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) H_y = 0. \quad (3.10)$$

3.1. Die Ausbreitung von Oberflächenwellen an einer Metall - Dielektrikum Grenzschicht

Die Lösung in der oberen und unteren Halbebene ergibt sich für $z > 0$ zu [154]:

$$H_y = A_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z} \quad (3.11)$$

$$E_x = iA_1 \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z} \quad (3.12)$$

$$E_z = -A_1 \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} e^{i\beta x} e^{-k_1 z} \quad (3.13)$$

und für $z < 0$:

$$H_y = A_m e^{i\beta x} e^{k_m z} \quad (3.14)$$

$$E_x = -iA_m \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} k_m e^{i\beta x} e^{k_m z} \quad (3.15)$$

$$E_z = -A_m \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_m} e^{i\beta x} e^{k_m z} . \quad (3.16)$$

Mit den Stetigkeitsbedingungen ergibt sich nun $A_1 = A_m$ und $k_1/\epsilon_1 - k_m/\epsilon_m = 0$. Für die Lösungen in der oberen und unteren Halbebene gilt für die Wellenvektoren in z -Richtung in den jeweiligen Medien $k_i = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_i$. Aus diesen drei Gleichungen kann die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen hergeleitet werden. Diese ergibt sich zu

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_m}{\epsilon_1 + \epsilon_m}} . \quad (3.17)$$

Diese nun hergeleiteten Gleichungen sind zentral für die Ausbreitung von gebundenen Oberflächenwellen [130]. Mehrere Eigenschaften lassen sich direkt ablesen. Während sich die Oberflächenwelle in x -Richtung mit der Propagationskonstante β ausbreitet, ist diese in z -Richtung an die Oberfläche gebunden. Dieser Charakter wird durch die evaneszente Ausbreitung in $\pm z$ -Richtung deutlich. Veranschaulicht wird eine modellhafte Oberflächenwelle in Abbildung 3.3. Die Abbildung stellt sowohl das magnetische als auch das elektrische Feld der Lösung der Wellengleichung aus Gleichung 3.16 dar. Die Welle läuft von $x = 0$ in positiver x -Richtung. Deutlich zu sehen ist, dass der Wellenvektor β komplexwertig wird, d. h. die Oberflächenwelle in Ausbreitungsrichtung eine nicht zu vernachlässigende Dämpfung erfährt. Weiterhin propagiert mit der Ladungsträgerschwingung ein evaneszenztes Feld in $\pm z$ Richtung mit der Welle mit. Die Eindringtiefe in das jeweilige Medium hängt von der Permittivität ab, die Eindringtiefe ist daher in das Metall viel kleiner als in das Dielektrikum. Sie ist definiert als $l_z = 1/(2\Re(k_z))$.

Trägt man nun die Dispersionsrelation in 3.17 graphisch auf, Abbildung 3.4, so lassen sich verschiedene Bereiche identifizieren. Für $\omega < \omega_{\text{SP}}$ ist der Wellenvektor β der Oberflächenwelle stets größer als der Wellenvektor im Medium $\sqrt{\epsilon} k_0$. Dieses Impulsdefizit erklärt die gebundene Natur von Oberflächenwellen. Zur Anregung von Oberflächenwellen muss der fehlende Impuls $\Delta k = \beta - \sqrt{\epsilon} k_0$ bereitgestellt werden. Dies wird etwa mittels Prisma oder Gitter erreicht. Schaut man auf den Bereich $\omega \ll \omega_p$, so verhält sich die Oberflächenwelle nahezu wie eine, durch das Dielektrikum propagierende, am Metall entlang streifende, Welle. Gemäß Drudetheorie dringt das elektromagnetische Feld für diese

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

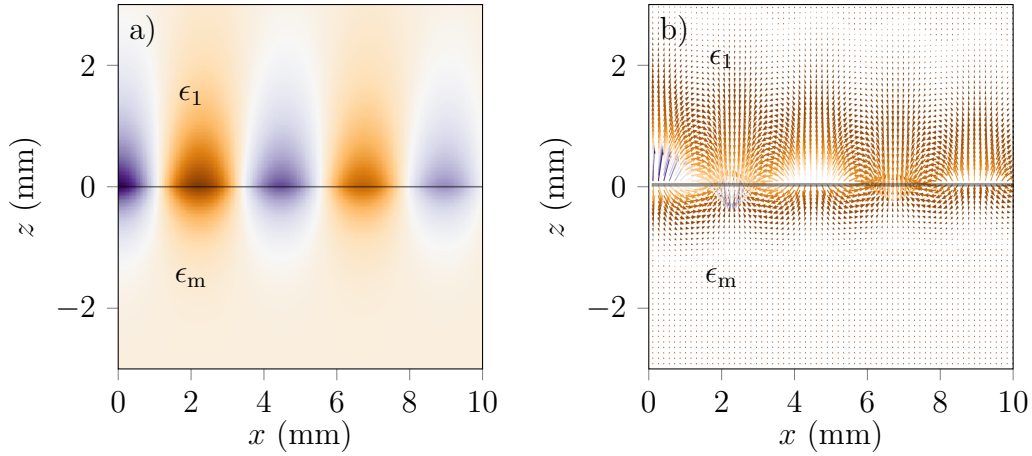


Abbildung 3.3.: a) Magnetisches und b) elektrisches Feld einer Oberflächenwelle nach Gleichungen 3.13 und 3.16. Die TM-Welle breitet sich in $+x$ -Richtung aus, evaneszente Anteile erstrecken sich in das Dielektrikum ($z > 0$) und das Metall ($z < 0$). Für die Feldvisualisierungen wurde $k_0 = 1$, $\omega = 1$, $\epsilon_1 = 1$ und $\epsilon_m = -2 - 0,1i$ verwendet.

Frequenzen kaum in den Leiter ein. In diesem Regime nennt man die Oberflächenwelle auch Sommerfeld-Zenneck Welle. Wegen $k_1 \sim k_m \sim 0$ ist die Welle in diesem Sinne nicht an die Oberfläche gebunden. Für höhere Frequenzen hingegen wird die Wechselwirkung mit der Metalloberfläche immer stärker. Träge Ladungsträgerschwingungen beeinflussen das elektromagnetische Feld, daraus resultierend herrscht eine starke Bindung an die Oberfläche. Mathematisch sieht man diesen Sachverhalt an der Dispersionsrelation 3.17, hier erreicht der Realteil der Permittivität des Metalls $-\epsilon_1$, somit divergiert die Propagationskonstante β . Setzt man nun die Dielektrizitätsfunktion aus dem Drude-Modell 3.2 in die Dispersionsrelation 3.17, so ergibt sich für die Oberflächenplasmafrequenz

$$\omega_{\text{SP}} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_1}}. \quad (3.18)$$

Für Frequenzen nahe der Oberflächenresonanzfrequenz ω_{SP} ist die Wellenlänge der Oberflächenwelle stark reduziert, die elektromagnetische Welle wird daher auf einen räumlich kleinen Bereich eingeschränkt. Diese Eigenschaft, elektromagnetische Strahlung auf Bruchteile der Wellenlänge komprimieren zu können, begründet das Interesse an den Oberflächenplasmonen auch für den optischen Bereich [127].

3.1.3. THz-Oberflächenwellen - nur Sommerfeld-Zenneck Wellen?

Aus der Rechnung im vorherigen Abschnitt geht hervor, dass im Bereich starker Bindung an die Oberfläche, genau dann wenn die Frequenz der Oberflächenplasmafrequenz ω_{SP} des Metalls ähnlich ist, eine hoch lokalisierte, stark gebundene Oberflächenwelle ausbreitungsfähig ist. Für Luft als Dielektrikum ist $\omega_{\text{SP}} = \sqrt{2}\omega_p$. Durch die herausragenden

3.1. Die Ausbreitung von Oberflächenwellen an einer Metall - Dielektrikum Grenzschicht

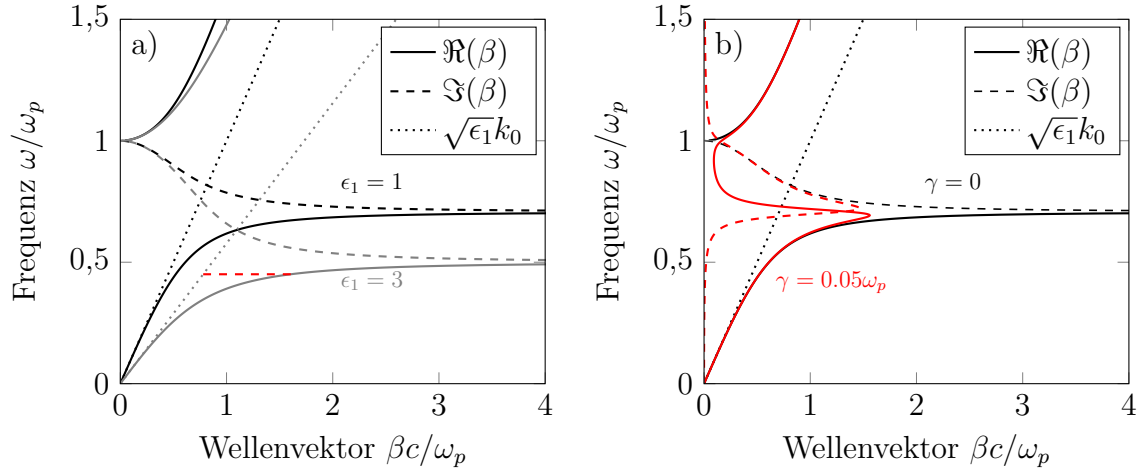


Abbildung 3.4.: a) Dispersionsrelation für eine Oberflächenwelle an einer Metall/Luft Grenzschicht (schwarz) und an einer Metall/Polymer Grenzschicht (grau) nach Gleichung 3.17. Jeweils Stoßrate $\gamma = 0$, gepunktet die Dispersionsrelation im Medium. Rot gestrichelt: Impulsdifferenz des SPP zur im Medium propagierenden Welle. b) Dispersionsrelation für den perfekten Leiter ($\gamma = 0$, schwarz) und mit Dämpfung ($\gamma = 0,05\omega_p$, rot).

Tabelle 3.2.: Relevante Parameter für Oberflächenwellen.

Bezeichnung	Formel	Beschreibung
β	$k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_m}{\epsilon_1 + \epsilon_m}}$	Wellenvektor in Ausbreitungsrichtung
ω_p	$\frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_1}}$	Oberflächenplasmaresonanz
k_z	$\sqrt{\beta^2 - \epsilon_1 k_0^2}$	Wellenvektor in z-Richtung
l_p	$1/(2\Im(\beta))$	Propagationslänge des Oberflächenplasmons
l_z	$1/(2\Re(k_z))$	Modenbreite
Q	$\Re(\beta)/\Im(\beta)$	FoM \sim Anzahl Schwingungen

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

experimentellen Möglichkeiten im THz-Bereich, etwa phasensensitive breitbandige Nahfeldspektroskopie oder herkömmliche Zeitbereichsspektroskopie für Fernfeldbeobachtungen ist dieser Frequenzbereich sehr gut geeignet, um die Eigenschaften von Oberflächenwellen zu untersuchen. Schaut man sich nun aber die Dispersionsrelation der Oberflächenwellen an, sieht man, dass für THz-Frequenzen die Oberflächenwellen eine Wellenlänge, vergleichbar zur Wellenlänge im Dielektrikum haben, $k_{\text{sp}} \approx k_0$. Ferner, kann man auch nicht von gebundenen Wellen sprechen, da sich die Oberflächenwelle über viele Wellenlängen in das Dielektrikum erstreckt. Abbildung 3.5 zeigt eine solche Oberflächenwelle. Deutlich zu erkennen ist das verschwindende Feld im Leiter und die große Feldausdehnung in $+z$ -Richtung. Die Wellen von diesem Typ werden auch Sommerfeld-Zenneck Wellen genannt

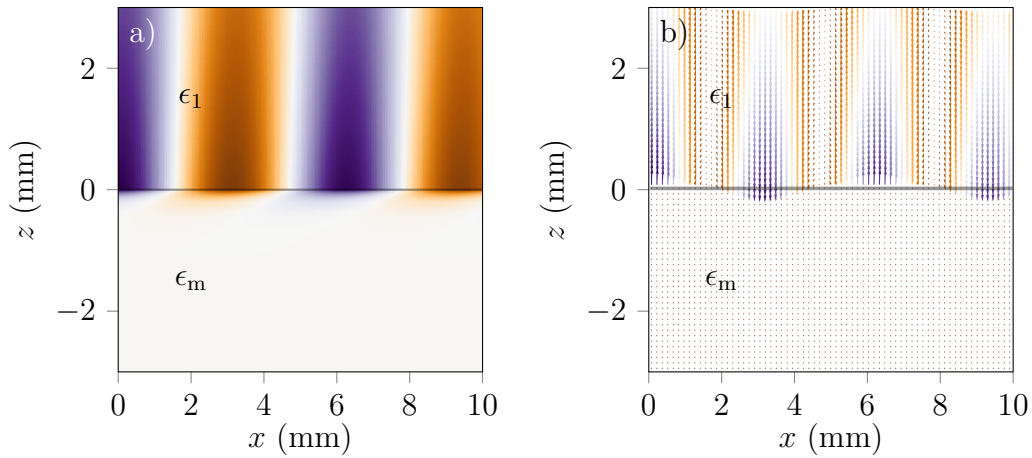


Abbildung 3.5.: a) Magnetisches und b) elektrisches Feld einer Oberflächenwelle nach Gleichung 3.13 und 3.16. Die TM-Welle breitet sich in $+x$ -Richtung aus, evaneszente Anteile erstrecken sich in das Dielektrikum ($z > 0$) und das Metall ($z < 0$). Für die Feldvisualisierungen wurde $k_0 = 1$, $\omega = 1$, $\epsilon_1 = 1$ und $\epsilon_m = -2 - 0,1i$ verwendet.

und wurden auch im THz-Bereich bereits eingehend untersucht [155–158]. Der Grund für die unterschiedlichen Eigenschaften der Oberflächenwelle im THz-Bereich ist die mangelnde Eindringtiefe von THz-Strahlung in typische Metalle, welche sich für Frequenzen weit unterhalb der Plasmafrequenz nahezu wie perfekte Leiter verhalten. Die Eindringtiefe von einigen Nanometern, wie sie aus Tabelle 3.1 entnommen werden kann, ist viel zu klein, um eine räumlich ausgedehnte Ladungsträgerschwingung zu erzeugen, welche dann wiederum an die THz-Welle koppeln könnte. Gibt es also keine gebundenen Oberflächenwellen im THz-Bereich?

Zwei Lösungsansätze für dieses Problem wurden in der Literatur diskutiert. Am naheliegendsten ist, das Metall zu verändern, um so die Plasmafrequenz in die Nähe des THz-Bereiches zu verschieben. Eine Möglichkeit hierfür ist beispielsweise die Verwendung von stark dotierten Halbleitern [159]. Dieser Ansatz geht aber immer mit einer zusätzlichen Dämpfung der Oberflächenwelle einher. Ein zweiter Weg geht auf Ebbesen et. al zurück.

3.1. Die Ausbreitung von Oberflächenwellen an einer Metall - Dielektrikum Grenzschicht

In Experimenten zur Transmission von Licht durch Metalle mit periodisch angeordneten Löchern fanden sie zunächst eine unerwartet hohe Transmission [160]. Dieses Experiment konnte mittels Oberflächenplasmonen erklärt werden. Überraschend ist zunächst, dass hauptsächlich der Abstand der Löcher einen Einfluss auf die Transmission hat. Angestoßen durch dieses Experiment haben theoretische Untersuchungen gezeigt, dass obwohl glatte Metalloberflächen keine gebundenen THz-Oberflächenwellen zulassen, die periodische Strukturierung gebundene Oberflächenzustände schafft. In einer Veröffentlichung von Pendry [161] wird dieser Weg aufgezeigt. Ist die Strukturierung viel kleiner als die Wellenlänge, spürt die sich ausbreitende Welle nur eine effektive Permittivität bzw. Permeabilität $\epsilon_{\text{eff}}, \mu_{\text{eff}}$. Es wird gezeigt, dass die Geometrieparameter strukturierter Metalloberflächen die Dispersionsrelation der Oberflächenwellen kontrollieren [162]. Diese künstlichen Oberflächenwellen werden somit auch "Designer" oder "spoof" (vorgetäuschte) Oberflächenwellen genannt. Sie haben sehr ähnliche Eigenschaften wie die optischen Oberflächenwellen auf glatten Metalloberflächen und konnten auch experimentell nachgewiesen werden [163, 164].

3.1.4. Theoretische Dispersionsrelation

In den vorherigen Kapiteln wurden die Eigenschaften von Metallen und Oberflächenwellen an Dielektrika-Metallgrenzschichten diskutiert. Wie bereits festgestellt, verhindert der hohe Imaginärteil des Brechungsindex realer Metalle das Eindringen von THz-Strahlung in Metall und somit die Existenz von gebundenen Oberflächenwellen. Obwohl gezeigt werden kann [161], dass nahezu beliebige periodische Strukturierungen gebundene Plasmon-Polariton Zustände schaffen, wird im Folgenden eine, mit periodischen Furchen in y -Richtung versehene Grenzschicht genauer untersucht, vgl. Abbildung 3.6. Die Idee hinter

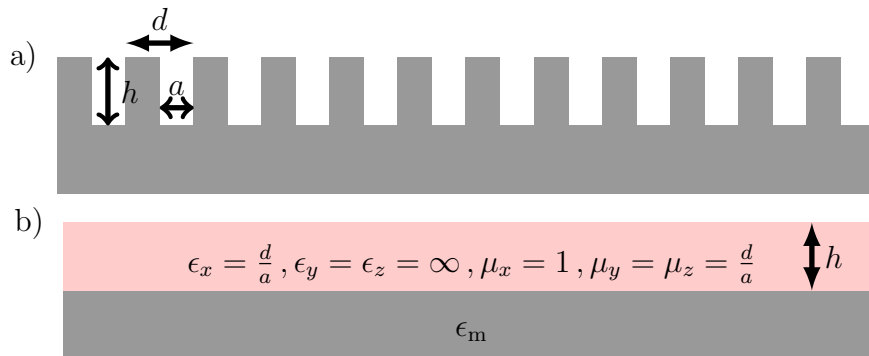


Abbildung 3.6.: a) Strukturierte Metalloberfläche. Um gebundene Oberflächenwellen auch im THz-Bereich zu ermöglichen, wird die Metalloberfläche mit Furchen der Tiefe h und Breite a versehen. Die Periode d sollte viel kleiner als die Wellenlänge sein, um die Näherung der Oberfläche als effektives Medium zu rechtfertigen. b) Es zeigt sich, dass die so strukturierte Oberfläche als anisotropes Medium beschrieben kann. Die dielektrischen Parameter sind in der Skizze gegeben.

der Strukturierung ist bei allen Geometrien gleich. Die veränderte Oberfläche ermöglicht

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

eine endliche Feldpenetration in das effektive Medium an der Grenzschicht. Dadurch werden gebundene Oberflächenwellen, ganz ähnlich zu den (natürlichen) Oberflächenzuständen im optischen Bereich, möglich. Anschaulich ist die Ladungsträgerdichte im effektiven Medium im Vergleich zum Vollmaterial stark ausgedünnt. Die spezielle zu untersuchende Geometrie ist in Abbildung 3.6 dargestellt und entspricht der später im Experiment verwendeten. Die Tiefe der Furchen sei h , die Breite a und die Periode d , wie auch aus Skizze entnommen werden kann. Sind sämtliche Strukturgrößen im Subwellenlängenbereich, so kann man die Metalloberfläche auch als ein effektives Medium der Dicke h auffassen [165]. Die dielektrischen Parameter des effektiven Mediums ergeben sich zu $\epsilon_x = d/a$, $\epsilon_y = \epsilon_z = \infty$ und $\mu_x = 1$, $\mu_y = \mu_z = a/d$. Nach einer analytischen Rechnung, wie sie etwa in [161, 165–167] durchgeführt wird, kann die Dispersionsrelation des Oberflächenplasmons angegeben werden zu

$$\beta^2 = k_0^2 \left(1 + \frac{a}{d} \tan(k_0 h) \right). \quad (3.19)$$

Zu beachten ist, dass diese einfache analytische Formel für die Ausbreitungskonstante β nur in der Näherung $\lambda_0 \gg d$ gilt, also nur für den Fall in welchem die Gitterkonstante viel kleiner als die Wellenlänge ist. Für größere Gitterkonstanten d müssen auch Beugungsordnungen in Betracht gezogen werden, was eine analytische Lösung verhindert. Geht die ursprüngliche Herleitung noch von einem perfekten Leiter (PEC) aus, so wurde die Theorie in [167] auf Leiter mit endlicher Leitfähigkeit ausgeweitet. In Abbildung 3.7 ist die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen aus Formel 3.19 für $a = 20 \mu\text{m}$, $d = 40 \mu\text{m}$ und $h = 100 \mu\text{m}$ dargestellt. Es fällt zunächst eine große Ähnlichkeit zu der Dispersionsrelation auf einer glatten Metalloberfläche aus Abbildung 3.4 auf. Die Oberflächenresonanz befindet sich aber im Gegensatz zu Gleichung 3.18 bei $\omega_{\text{SPP-spoof}} = \frac{\pi c}{2h}$ und hängt somit nur von der verwendeten Tiefe der Furchen ab und nicht mehr von der Plasmafrequenz des verwendeten Materials. Weiterhin zeigt sich, dass für die Anwendung im THz-Bereich die perfekte-Leiter-Theorie völlig ausreichend ist. Erst für die endliche Propagationslänge der Oberflächenwelle wird der Verlust im Leiter wieder entscheidend werden, kaum für die Bindung des Feldes an die Oberfläche oder die Oberflächenresonanzfrequenz. Für den Bessel-Strahler soll produktionsbedingt eine größere Breite der Furchen verwendet werden. Mit den verwendeten Parametern von $a = 100 \mu\text{m}$, Periodizität $d = 200 \mu\text{m}$ verlässt man den Bereich der analytischen Näherung, da die Wellenlänge bei 1 THz bereits bei $300 \mu\text{m}$ liegt, vergleiche auch Abbildung 3.7b). Eine numerische Berechnung der Oberflächenzustände ist für das Design des Bessel-Strahlers daher unabdinglich. Hierfür kommt der Eigenmode-Solver von CST Microwave Studio zum Einsatz. Trägt man die theoretisch berechnete Dispersionsrelation zusammen mit der numerisch gewonnenen auf, so zeigt sich eine große Abweichung der SPP-Frequenz ω_{SP} für die analytische Rechnung und die Simulation. Die analytische Theorie (schwarze Linie) überschätzt die Oberflächenresonanz, weshalb die Bindung an die Oberfläche bei der zu verwendeten Frequenz von 300 GHz unterschätzt wird. In Gleichung 3.19 geht das Verhältnis von Breite a und Periode d der Furchen ein. Entscheidend für die Lage der Resonanzfrequenz ist hingegen die Tiefe h . Lässt man die Tiefe h und das Verhältnis a/d gleich, verwendet aber eine Periode $d \ll \lambda$ (in diesem Fall $d = 40 \mu\text{m}$, Kreuze), so stimmen Simulation und analytische Rechnung wieder überein.

3.1. Die Ausbreitung von Oberflächenwellen an einer Metall - Dielektrikum Grenzschicht

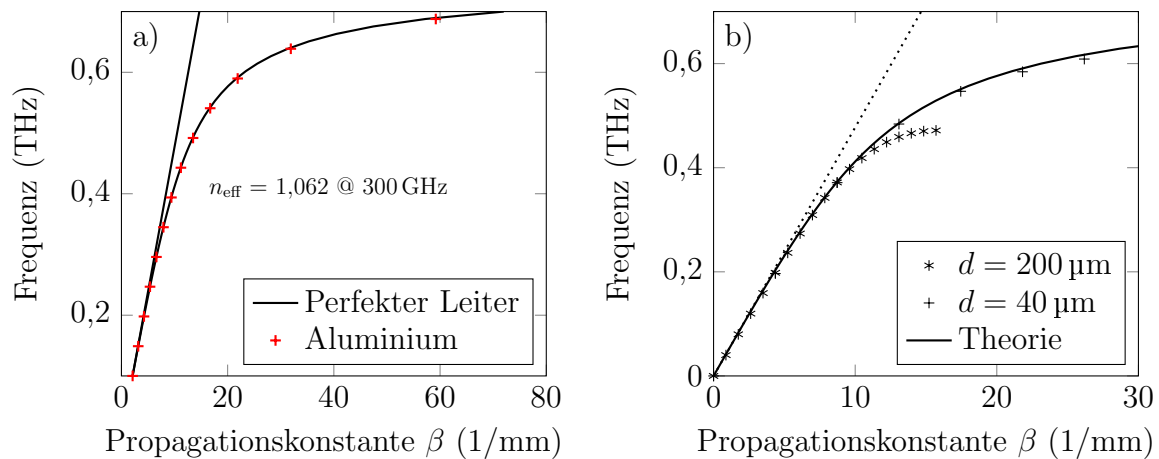


Abbildung 3.7.: Dispersionrelation der Oberflächenwelle auf einer, mit periodischen Furchen versehenen Oberfläche nach 3.19. Die verwendeten Parameter sind $a = 20 \mu\text{m}$, und $h = 100 \mu\text{m}$. Gepunktet ist $k_0 = \omega/c$ dargestellt. a) Perfekte-Leiter-Theorie $d = 40 \mu\text{m}$ und verlustbehaftete Theorie (hier mit Werten für Aluminium) [168] (rote Kreuze). b) Numerische (Sterne, Kreuze) und analytische (Linie) Ergebnisse.

Dies validiert die gewonnenen Simulationsergebnisse.

Für 300 GHz ergibt sich eine bereits gut ausgeprägte Oberflächenwelle mit effektivem Brechungsindex $n_{\text{eff}}(300 \text{ GHz}) = \beta/k_0 = 1,078$ und einer Ausbreitungslänge in das Dielektrikum von $l_z = 1/(2k_z) = 191 \mu\text{m}$. Die numerischen Simulationen zeigen die TM-Natur der Oberflächenwellen. In Abbildung 3.8 a) und b) sind die Felder für den Nahfeldbereich direkt an der Oberfläche dargestellt. Es wird eine große Ähnlichkeit zu den optischen SPPs aus Abbildung 3.3 deutlich. Im Fall der unstrukturierten Metalloberfläche hingegen können sich keine gebundenen Wellen ausbreiten, die Simulationsergebnisse aus Abbildung 3.8 c) und d) sind dann sehr ähnlich zu der Theorie in Abbildung 3.5.

3.1.5. Anregung von Oberflächenwellen

Oberflächenplasmon-Polaritonen, wie sie aus der Optik bekannt sind, lassen sich auf glatten Metalloberflächen trotz Einstrahlung von p-polarisiertem Licht nicht anregen. Schaut man erneut auf die Dispersionsrelation in 3.4, so fällt auf, dass der Wellenvektor der gebundenen Oberflächenwelle stets rechts der Lichtlinie $k_0 = \omega/c$ liegt. Der fehlende Lichtimpuls zur Anregung muss durch eine Einkoppelvorrichtung zur Verfügung gestellt werden. Für optische Oberflächenplasmonen wird hierfür gerne Prismenkopplung oder Gitterkopplung verwendet [154, 169]. Diese Methoden lassen sich auch auf den THz-Bereich übertragen. Die Gitterkopplung wird eine wichtige Rolle für den Bessel-Strahlformer spielen.

Wird die Oberfläche mit einem Gitter der Gitterkonstante $g = 2\pi/p$ mit Gitterperiode p versehen, vgl. Abbildung 3.9, und trifft die THz-Strahlung unter dem Winkel θ auf die Oberfläche, so ist die Komponente des Wellenvektors in Oberflächenrichtung k_{\parallel} gegeben

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

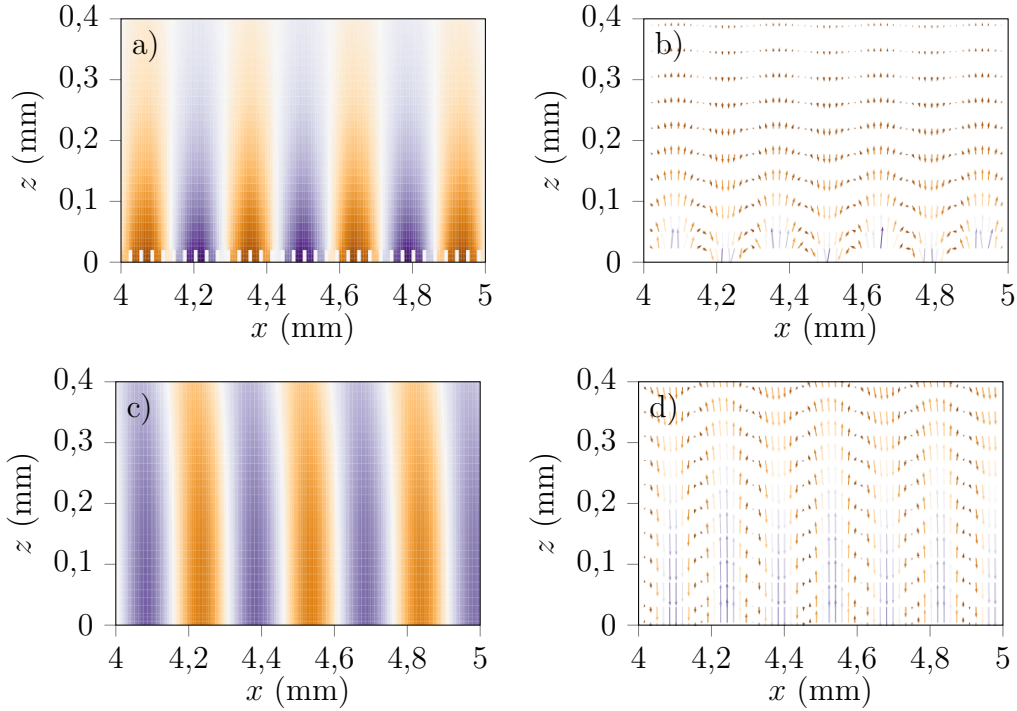


Abbildung 3.8.: Oberflächenwelle in der xz -Ebene. Links jeweils H_y -Komponente, Rechts jeweils \vec{E} . Oben: Strukturierte Metalloberfläche, Unten: Ohne Strukturierung.

durch

$$k_{\parallel} = k_0 \sin(\theta) \pm \nu g. \quad (3.20)$$

Die Beugungsordnung ist mit der Zahl $\nu = 1, 2, 3, \dots$ nummeriert. Die Oberflächenwelle wird angeregt, wenn der Wellenvektor k_{\parallel} genau dem Wellenvektor der Oberflächenwelle β entspricht. Somit muss $k_{\parallel} = \beta$ erfüllt sein. Dieser Prozess ist in beide Richtungen möglich. Das heißt, eine gebundene entlang der Oberfläche propagierende Welle kann durch ein aufgebrachtes Gitter wieder aus der Oberfläche auskoppeln. Die anschauliche Interpretation von Gleichung 3.20 kann mithilfe des Huygenssche Prinzipes gegeben werden. Jede Irregularität der Oberfläche, in diesem Fall die Zähne des Gitters, wirken als Streuzentren und somit als Ausgangspunkte für Kugelwellen. Die Interferenz aller Kugelwellen entspricht einer ebenen Welle mit Winkel θ zur Oberflächennormalen.

Auskopplung Das Prinzip des Gitterkopplers wird auch für den Bessel-Strahlformer ausgenutzt. Die Struktur besteht aus zwei Gittern, eines mit Periode $d \ll \lambda$ zur Bindung der elektromagnetischen Strahlung an die Oberfläche und somit zum Führen der Oberflächenwelle und ein zweites mit Periode im Bereich der Wellenlänge zum Auskoppeln der Strahlung [170].

Die Periode des Auskoppelgitters ist $p = 0,8 \text{ mm}$. Mit der Dispersionsrelation aus 3.7 b) ist die Propagationskonstante β der Oberflächenwelle bekannt. Somit lässt sich der zu erwartende Auskoppelwinkel berechnen. Aus Abbildung 3.10 a), welche Gleichung 3.20

3.1. Die Ausbreitung von Oberflächenwellen an einer Metall - Dielektrikum Grenzschicht

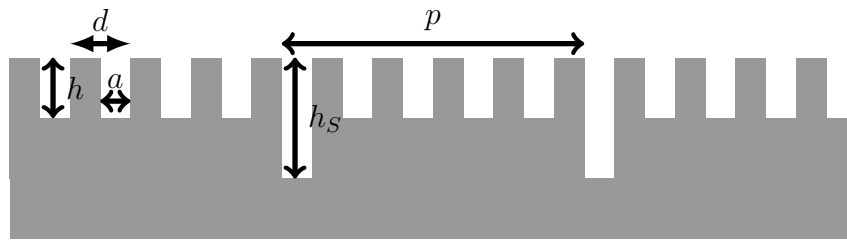


Abbildung 3.9.: Eindimensionale Skizze der Gitterstruktur der Metalloberfläche. Die flachen Furchen der Tiefe h ermöglichen die Propagation der Oberflächenwelle, während die tiefen Furchen h_S als Gitterkoppler eine ebene Welle unter dem Winkel θ aus- bzw. einkoppeln.

darstellt, wird ersichtlich, dass der Auskoppelwinkel stark frequenzabhängig ist und die ausgekoppelte Leistung ebenfalls stark frequenzabhängig ist (Rechts). Im nächsten Unterkapitel wird gezeigt, dass der erzeugte Bessel-Strahl maßgeblich durch den Winkel θ definiert ist. Daher ist eine a priori Kenntnis des Auskoppelwinkels von großer Bedeutung. Im konkreten Fall kann β aus Abbildung 3.7 zu $\lambda_{SP}(0,3 \text{ THz}) = 0,9 \text{ mm}$ bestimmt werden. Somit ist der zu erwartende Auskoppelwinkel $\theta = 7,7^\circ$.

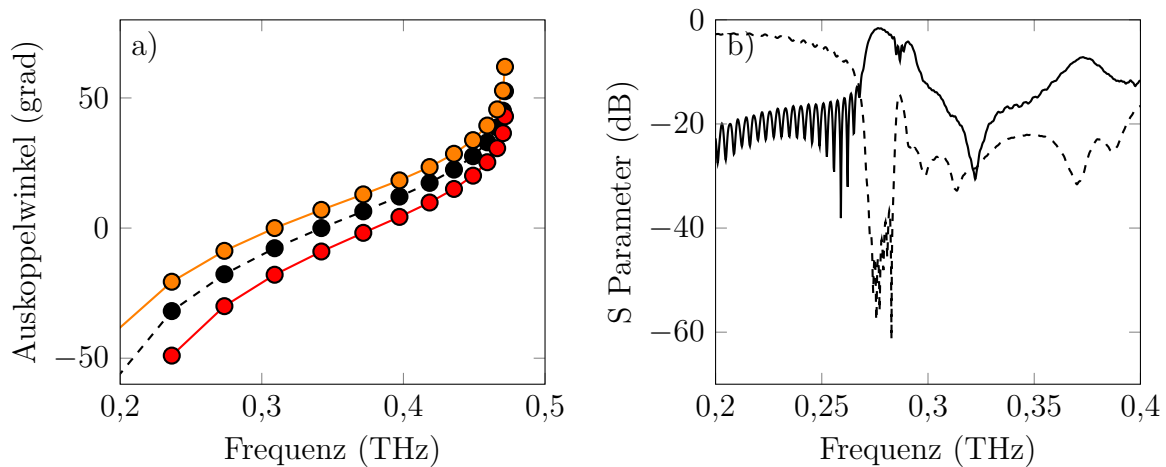


Abbildung 3.10.: a) Der Auskoppelwinkel als Funktion der Frequenz nach Gleichung 3.20. In schwarz die verwendete Periode $p = 0,8 \text{ mm}$ und in rot $p = 0,7 \text{ mm}$ und in orange $p = 0,9 \text{ mm}$. Die Wellenlänge der Oberflächenwelle λ_{SP} wurde mittels Eigenmodensimulation gewonnen. b) Reflektion (durchgezogene Linie) und ausgekoppelte Leistung (gestrichelte Linie) für den Oberflächenwellenleiter mit Gitterkoppler.

Einkopplung Die Einkopplung erfolgt beim Bessel-Strahler durch einen Schlitz im Metall. Mit anderen Worten, der THz-Freistrahler wird zunächst in ein kurzes Stück Rechteckwellenleiter eingekoppelt. Dieser besitzt eine Breite von $w = 0,2 \text{ mm}$, Länge $l = 0,9 \text{ mm}$ und

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

Tiefe $t = 1$ mm. Wie aus der Theorie zu metallischen Rechteckwellenleitern bekannt, ist die Ausbreitungskonstante der fundamentalen TE Mode gegeben durch $\beta_{\text{TE}} = \sqrt{k_0^2 - \frac{\pi^2}{l^2}}$ und die Cutoff Frequenz ist gegeben als $f_c = c/(2l)$. Beugung an der Austrittsfläche des Wellenleiters kann ebenfalls zur Anregung einer Oberflächenwelle führen, ganz analog zur soeben diskutierten Gitterkopplung [171]. Um dies zu verstehen, kann man die, aus der Optik bekannte Formel zur Beugung am Einfachspalt verwenden. Es gilt für die erste Beugungsordnung $\sin(\theta) = \frac{\lambda}{w}$ und damit $k_{\parallel} = k_0 \sin \theta = \frac{k_0}{\beta_{\text{TE}}} \frac{2\pi}{w}$. Ist nun wieder die Komponente k_{\parallel} gleich dem Oberflächenwellenvektor β aus Formel 3.19, so kann eine Oberflächenwelle angeregt werden [172–174].

3.2. Der Bessel-Strahlformer

Mit den vorausgegangenen Unterkapiteln liegen alle Bausteine in der Hand, um mit dem Design des Bessel-Strahlformers zu beginnen. Abbildung 3.11 zeigt das Konzept des Strahlformers. Bereits 1987 haben Durnin et al. Lösungen der Helmholtzgleichung untersucht,

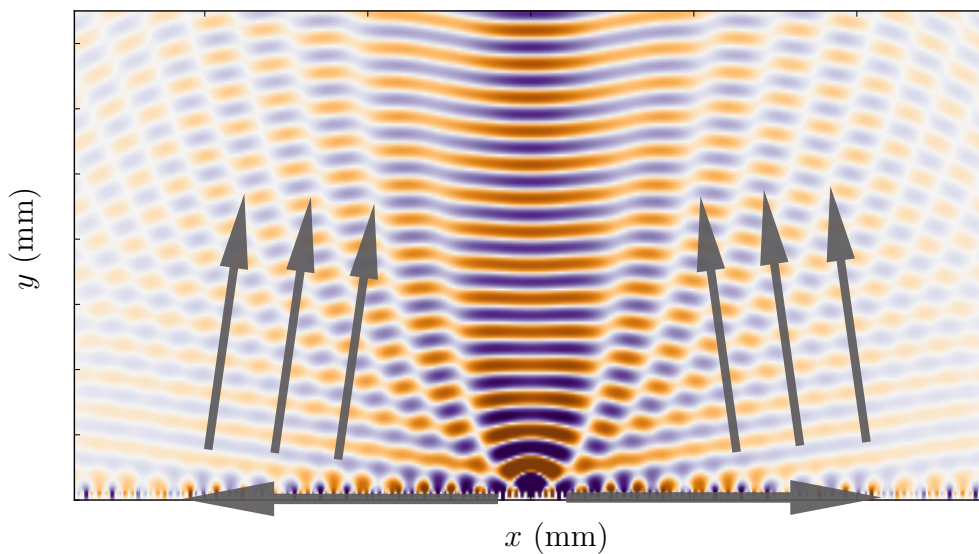


Abbildung 3.11.: Die Oberflächenwelle breitet sich ausgehend von $x = 0$ in $\pm x$ -Richtung aus. Die tiefen Furchen dienen als Gitter mit Periode im Bereich der Wellenlänge. Die grauen Pfeile verdeutlichen die Ausbreitungsrichtung der Oberflächen- und Freistrahwellen.

welche keine Beugung aufweisen [140, 175–177]. Geht man von einer Propagation des Strahles in z -Richtung aus, so muss das Intensitätsprofil I für jede Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung reproduziert werden, also

$$I(x, y, z \geq 0) = \frac{1}{2} |E(\vec{r}, t)|^2 = I(x, y, z = 0). \quad (3.21)$$

3.2. Der Bessel-Strahlformer

Es kann gezeigt werden, dass die Helmholtzgleichung und Bedingung 3.21 durch das folgende elektrische Feld erfüllt werden können:

$$E(\vec{r}, t) = \exp(i(\beta z - \omega t)) J_0(\alpha \rho), \quad (3.22)$$

mit $\rho^2 = x^2 + y^2$ und J_0 der Besselfunktion nullter Ordnung. Für $\alpha = 0$ handelt es sich um eine ebene Welle in z -Richtung, für $0 < \alpha < \omega/c$ fällt das Intensitätsprofil wie $1/\rho$ ab. Somit divergiert das Integral der Intensität über die xy -Ebene. Analog zur ebenen Wellen können experimentell somit nur Näherungen an die exakte Bessel-Strahlform erreicht werden. Daraus resultiert eine fundamentale Limitation der Ausbreitungslänge des Bessel-Strahls.

Experimentell können Bessel-Strahlen auf viele Arten erzeugt werden, am prominentesten etwa durch Axikonlinsen. Auch im THz-Bereich wurden Bessel-Strahlen bereits demonstriert. Der plasmonische Bessel-Strahlformer hebt sich von allen anderen Konzepten durch seine planare Geometrie ab. So ist die Dicke der Metallplatte lediglich 1 mm und ließe sich ohne Weiteres auf 0,3 mm reduzieren. Ferner könnte eine Emitterantenne direkt anstelle des Einkoppelschlitzes verbaut werden, was in einem kompakten Bessel-Strahlformer für den THz-Bereich resultieren würde. Der Bessel-Strahlformer kann somit als „Proof-of-Concept“ für plasmonische THz-Strahlformer dienen.

Genau wie beim Axikon kann der resultierende Bessel-Strahl als Überlagerung ebener Wellen veranschaulicht werden, vergleiche Abbildung 3.12. Die Wellenvektoren der abge-

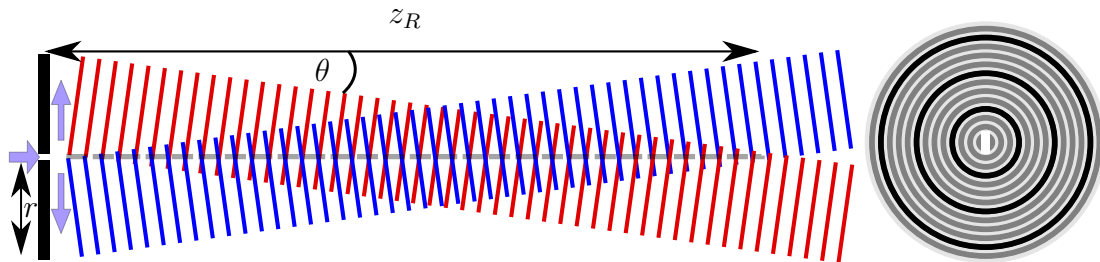


Abbildung 3.12.: Experimentelle Möglichkeit zur Herstellung eines Bessel-Strahles durch die Überlagerung zweier ebener Wellen (blau, rot). Rechts: Skizze Bessel-Strahlformer. Liegen die \vec{k} -Vektoren der ebenen Wellen entlang eines Kegels ergibt sich ein dreidimensionaler Bessel-Strahl.

strahlten ebenen Wellen liegen auf einem Kegel mit Öffnungswinkel 2θ . Die Länge des Bereiches, in welchem der Strahl Besselcharakter hat, ist gegeben durch die Aperturgröße und den Winkel θ . Es gilt $z_R = \frac{r}{\tan \theta}$. Die laterale Ausdehnung des Hauptmaximums des Bessel-Strahles kann als $w \sim \alpha^{-1} = (k_0 \sin(\theta))^{-1}$ abgeschätzt werden. Der Winkel θ wird für den plasmonischen Bessel-Strahlformer bei etwa 8° liegen, bei einem maximalen Aperturradius von 15 mm. Der Durchmesser des Hauptmaximums des Bessel-Strahlers beträgt für 290 GHz dann $2,4 \text{ mm} \sim 2,4\lambda$. Ein derartiger Strahldurchmesser ist mit einem Gauß-Strahl nur mittels eines sehr großen Divergenzwinkels des Strahls herzustellen. Die Rayleighlänge des Gauß-Strahles mit vergleichbarer Breite beträgt lediglich $4,6 \text{ mm} \sim 4\lambda$. Im Gegensatz dazu weist der Bessel-Strahl zumindest theoretisch einen Tiefenfokus von etwa 110 mm

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

auf. Zu berücksichtigen ist hierfür allerdings, dass in diese Überlegungen die anisotrope Ausbreitung der Oberflächenwelle und deren exponentielle Dämpfung durch Streuung (die Auskopplung) und Verluste im Leiter vernachlässigt wurde. Diese werden die experimentell zugängliche Fokustiefe reduzieren. Es macht daher Sinn, einen effektiven Aperturradius zu definieren, welcher dem Abstand entspricht, bei dem die Oberflächenwellenamplitude etwa auf ein Drittel abgefallen ist. Aus den Simulationen folgt hier zu $r_{\text{eff}} = 7 \text{ mm}$, was eine Fokustiefe von mindestens 50 mm erwarten lässt. Die Länge des fokussierten Bereiches z_R ist zudem frequenzabhängig, da der Auskoppelwinkel θ diesen maßgeblich festlegt. Für das Design des Bessel-Strahlformers sind die Parameter so gewählt, dass sich für Frequenzen bis etwa 300 GHz ein ausgeprägter Bessel-Strahl ausformen kann. Für steigende Frequenzen wird der Winkel zwischen den Phasenfronten der ausgekoppelten ebenen Wellen zur Oberfläche immer spitzer, bis die Wellen schließlich parallel zur Oberfläche abgestrahlt werden. Ab dieser Grenzfrequenz kann sich kein Bessel-Strahl mehr ausbilden. Die Geometrieparameter des vorläufigen Designs sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Daraus resultieren wiederum mit den Vorüberlegungen und den Eigenmodesimulationen die in Tabelle 3.4 zusammengefassten Strahlparameter.

Tabelle 3.3.: Zusammenfassung Geometrieparameter

Bezeichnung	Wert	Beschreibung
a	0,1 mm	Breite der Furchen
d	0,2 mm	Periode der Furchen
h	0,1 mm	Tiefe der Furchen
p	0,8 mm	Periode des Auskoppelgitters
h_s	0,16 mm	Tiefe des Auskoppelgitters
w_{Slit}	0,2 mm	Breite des Einkoppelschlitzes
l_{Slit}	0,9 mm	Länge des Einkoppelschlitzes
t_{Slit}	1 mm	Tiefe des Einkoppelschlitzes

Tabelle 3.4.: Zusammenfassung Strahlparameter

Bezeichnung	Wert (290 GHz)	Beschreibung
β	$6,512 \text{ mm}^{-1}$	Ausbreitungskonstante Oberflächenwelle
θ	$7,7^\circ$	Auskoppelwinkel
r	15 mm	Aperturradius
z_R	$\sim 110 \text{ mm}$	Bessel-Strahllänge
w	1,2 mm	Breite des Hauptmaximums

3.2.1. Simulation

Im Folgenden wird die Bessel-Strahlformer in ein dreidimensionales Simulationsmodell überführt, um so finale Optimierungen der Struktur anhand des vollen Modells vornehmen

zu können. Elektrische und magnetische Feldverteilungen im Nah- und Fernfeld können für diese Struktur mit dem Zeitbereichssolver von CST Microwave Studio berechnet werden. Aufgrund der feinen Struktur des Oberflächenwellenleiters resultiert allerdings ein sehr feinmaschiges numerisches Gitter mit einigen Millionen Gitterzellen für die Diskretisierung der Maxwellgleichungen. Eine Optimierung einzelner Parameter am vollen Modell ist daher nur bedingt möglich und sollte besser an einer zweidimensionalen Version des Modells durchgeführt werden. Dazu wird effektiv nur die xz -Ebene des Modells simuliert, was die Rechendauern enorm verkürzt. Das Modell wird dazu in y -Richtung auf eine Meshzelle reduziert und die bekannte TM Natur der Oberflächenwelle über magnetische Randbedingungen in y -Richtung vorgegeben. Viele vorläufige Simulationen wurden so durchgeführt. Aber auch das volle Modell kann unter Ausnutzung von Symmetrien in der Komplexität reduziert werden. Das Modell weist zwei Symmetrieebenen auf: eine magnetische (xz -Ebene) und eine elektrische (yz -Ebene). Damit kann die Rechenzeit um einen Faktor vier reduziert werden.

In Abbildung 3.13 ist ein CAD-Modell des Bessel-Strahlformers dargestellt, wie es für die Zeitbereichssimulation verwendet wurde. Der Einkoppelschlitz gibt die Polarisation durch

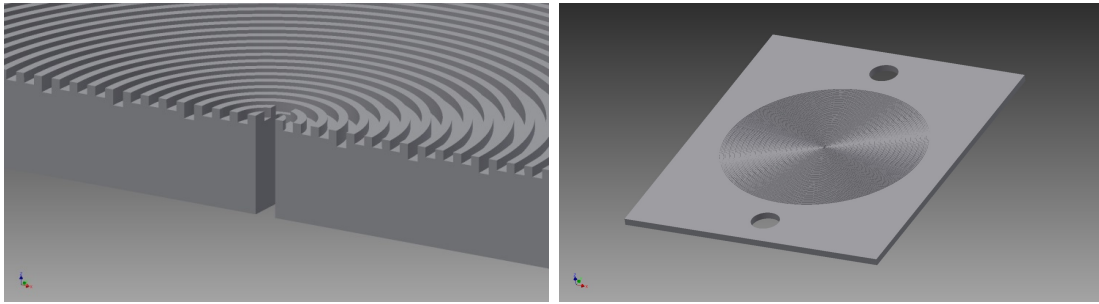


Abbildung 3.13.: Modell für die Zeitbereichssimulation. Links: Schnitt für $y = 0$, Deutlich zu erkennen sind der Einkoppelschlitz (Mitte), die Furchen für die Oberflächenwelle und das Auskoppelgitter (tiefe Furchen). Rechts: Draufsicht auf das Modell.

die fundamentale TE_{10} -Mode vor. Die Furchen zur Führung der Oberflächenwelle werden in Form von konzentrischen Kreisen, vgl. Abbildung 3.13, um den Schlitz angeordnet. Jede vierte Furche ist 0,16 mm tief und dient somit zum Auskoppeln der Welle. Für ein besseres Verständnis der angeregten Oberflächenwelle hilft es zunächst die Auskopplung am offenen Ende eines Rechteckwellenleiters zu untersuchen. Abbildung 3.14 visualisiert das elektrische Feld nach Propagation durch den Einkoppelschlitz. Die TE_{10} -Mode ist ausschließlich in x -Richtung polarisiert, $\vec{E}(x, z)_{TE_{10}} = A \cos(y\pi/l) \exp(-i\beta z) \vec{e}_x$. Somit gilt $E_x = 0$ an den Rändern der langen Seite $\pm l/2$. Da die anzuregende Oberflächenwelle notwendigerweise TM-Charakter haben muss, steht nur die E_ϕ Komponente für die Anregung der Oberflächenwelle zur Verfügung. Diese setzt sich aus $E_\phi = \cos(\phi)E_x - \sin(\phi)E_y$ zusammen. Wiederum verschwindet E_y am Einkoppelschlitz und ergibt somit für die angeregte Oberflächenwelle eine von $\cos(\phi)$ abhängige Amplitude. Die Feldlinien in Abbildung 3.14 machen außerdem deutlich, dass $E_x(x, y, z) = E_x(-x, y, z)$ und $E_z(x, y, z) = -E_z(-x, y, z)$ gelten muss. Die Phase von E_x ist somit unabhängig von der Auskoppelrichtung ϕ , was die

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

radialsymmetrische Positionierung des Auskoppelgitters zur konstruktiven Überlappung der ausgekoppelten Wellen erfordert.

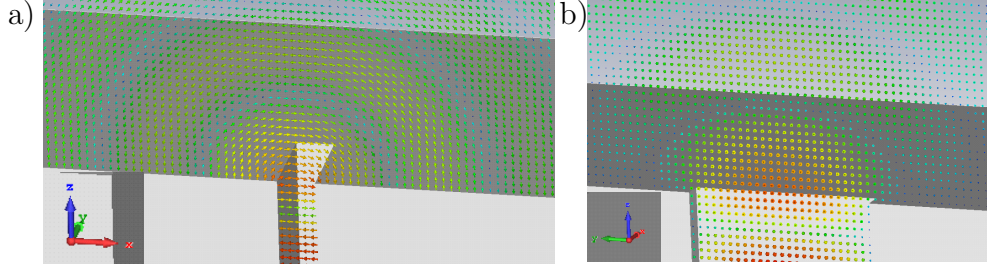


Abbildung 3.14.: Dargestellt ist das elektrische Feld bei Propagation durch einen Schlitz und anschließender Auskoppelung. a) Ein Schnitt durch die xz -Ebene und b) durch die yz -Ebene, jeweils für $y = 0$ beziehungsweise $x = 0$.

Für viele Simulationen ist es ausreichend das Feld nur in einem kleinen Bereich oberhalb des, als Antenne aufzufassenden, Bessel-Strahlformers zu berechnen. Das Fernfeld kann dann durch verschiedene numerische Methoden viel effektiver berechnet werden. Erst für die finalen Simulationen sollte das Modell in z -Richtung weit ausgedehnt werden um die exakte Feldverteilung überall im Raum darstellen zu können. Für große Bedeutung ist die Richtcharakteristik der Antenne

$$D(\theta, \phi) = 4\pi \frac{\text{Leistung im Raumwinkel}}{\text{Gesamtleistung}}. \quad (3.23)$$

Mithilfe dieser Größe kann die Strahlform im Fernfeld gut visualisiert werden. In Abbildung 3.15 ist die Richtcharakteristik für verschiedene Geometrien und Frequenzen dargestellt. Im Fall der unstrukturierten Oberfläche oben Links a) ergibt sich die bekannte Feldverteilung bei Auskoppelung aus einem Rechteckwellenleiter mit der erwarteten $\cos(\phi)^2$ Abhängigkeit der Leistung. Wird nun das Gitter zum Führen der Oberflächenwelle aufgebracht 3.15(b), so zeigt sich bereits ein modifiziertes Fernfeld. In $\pm x$ -Richtung ist viel Leistung vorhanden, was die geführte Oberflächenwelle bestätigt. Wird nun noch zusätzlich das Auskoppelgitter aufgebracht so zeigt sich ein völlig verändertes Verhalten im Fernfeld, vergleiche Abbildungen 3.15 c) und d). Abhängig von der Frequenz wird das elektrische Feld nun hauptsächlich in z -Richtung abgestrahlt, es zeigen sich die beim Bessel-Strahl zu erwartenden Seitenkeulen.

Für die in Tabelle 3.3 genannten Parameter wurde auch das volle elektrische Feld berechnet. Abbildung 3.16 zeigt die Amplitude der x -Komponente des elektrischen Feldes E_x für die Frequenzen 280 GHz, 290 GHz, 300 GHz und 310 GHz. Es zeigt sich der Übergang von der Bessel-Strahlform in 3.16a) zum kollimierten Strahl in d). Die Simulation bestätigt die Vorüberlegungen nach welchen der Auskoppelwinkel aus der Gitterkopplungsgleichung 3.20 ein stark frequenzabhängiges Strahlprofil diktiert. Bis unterhalb von 300 GHz bildet sich ein Bessel-Strahl aus, darüber hat der Strahl eine Ähnlichkeit zu einem kollimierten Strahl. Wird der Auskoppelwinkel θ klein, so kann sich ein Bessel-Strahl ausbilden. Für 290 GHz ergibt sich ein Bessel-Strahl mit einem Durchmesser der Hauptkeule von $2w = 2 \text{ mm}$, was

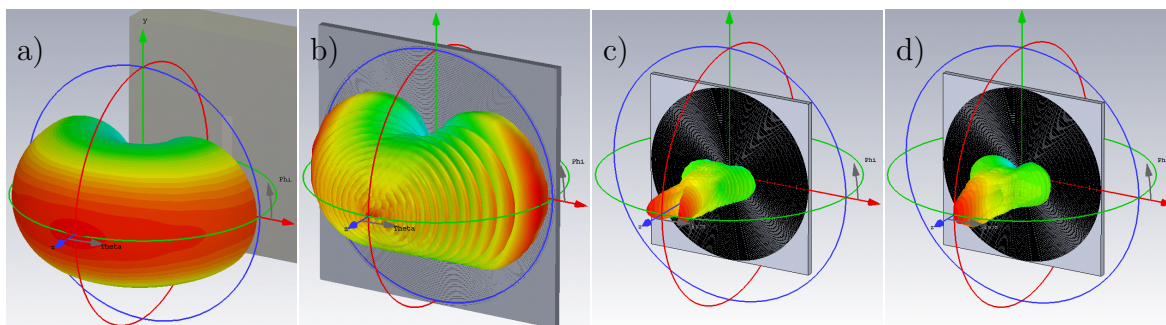


Abbildung 3.15.: Richtcharakteristik für a) Nur Schlitz ohne Strukturierung, b) Mit Gitter für Oberflächenwelle, Beugungsordnungen in $\pm x$ -Richtung erkennbar c) Mit Auskoppelgitter: Gerichteter Strahl ($f = 290$ GHz), d) Mit Auskoppelgitter: $f = 320$ GHz.

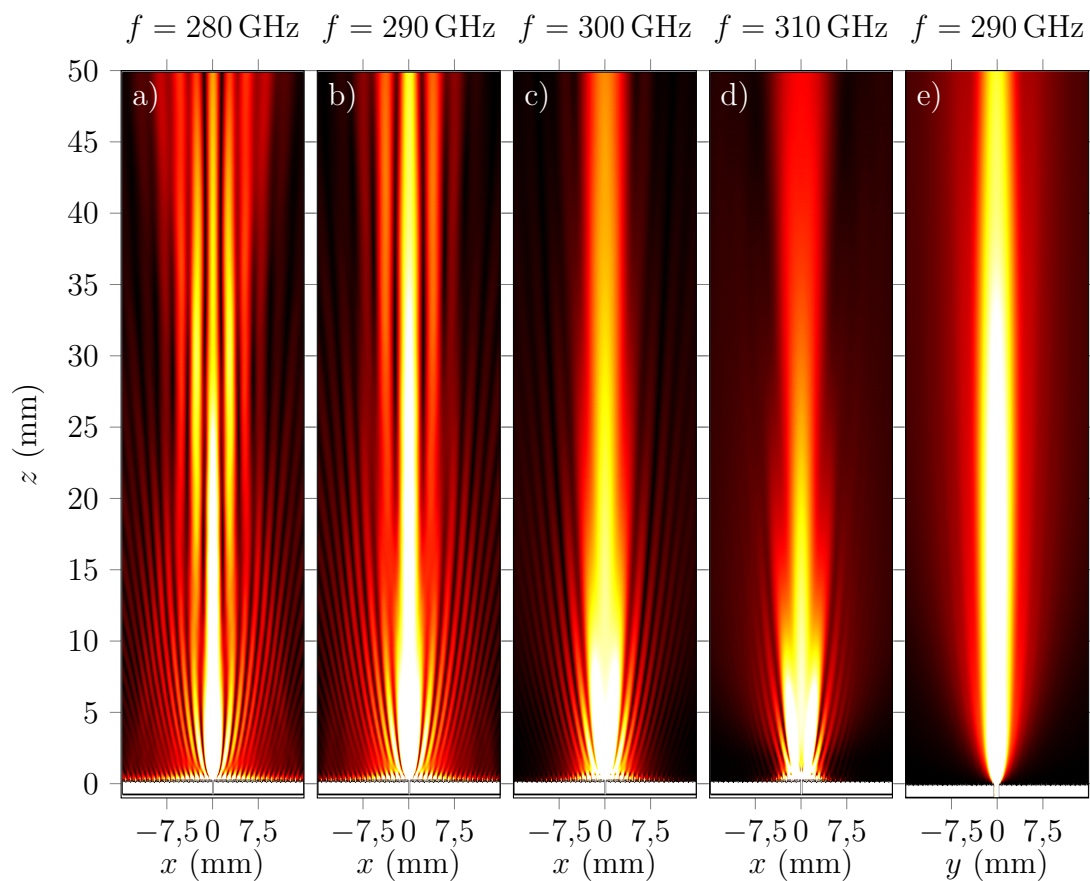


Abbildung 3.16.: Simulationsergebnisse für die Amplitude des elektrischen Feldes $|E_x|$. In a)-d): von 290 GHz, 300 GHz, 310 GHz und 320 GHz, jeweils für $y = 0$. In e) Schnitt durch die yz -Ebene für 290 GHz.

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

einem Auskoppelwinkel θ von 8° entspricht. Offensichtlich wird die gewünschte Ausdehnung der nahezu unveränderten Strahlform in z -Richtung bestätigt. Ein Schnitt durch die yz -Ebene, wie in Abbildung 3.16e) dargestellt, verdeutlicht die Überlegungen zu den Eigenschaften des Strahlprofils in dieser Ebene. Es bilden sich keine Nebenkeulen aus. Die Amplitudenabhängigkeit der Oberflächenwelle wie $\sim \cos(\phi)$ verhindert eine Ausbreitung der Oberflächenwelle in $\pm y$ -Richtung und damit einen radialsymmetrischen Bessel-Strahl. In der yz -Ebene ähnelt der Strahl einem kollimierten Strahl. Die Breite des Strahls bei 290 GHz beträgt etwa 2,5 mm.

Die E_x Komponente des Feldes in der xy Ebene lässt sich mittels THz-Zeitbereichsspektroskopie bestimmen. Die yz - und xz -Schnittebenen bedürfen einem wesentlich erhöhten Justageaufwand. Abbildung 3.17 zeigt die zu erwartenden Amplitudenquadrate $|E_x|^2$ für verschiedene Abstände vom Bessel-Strahlformer $z = 10$ mm, 20 mm, 30 mm und $z = 40$ mm. In x -Richtung ist in dieser Darstellung mindestens das erste Nebenmaxima der Besselfunktion $j_0(\alpha\rho)$ zu erkennen. Es zeigt sich in diesen Darstellungen deutlich die ovale Form des Hauptmaximums mit einer Breite $w_y \sim 2w_x$. Außerdem ist ab einer Distanz $z > 10$ mm die Form des Brennpunktes über viele Wellenlängen nahezu unverändert.

Die aus den theoretischen Vorüberlegungen und mittels der numerischen Simulationen ermittelten Geometrieparameter erlauben nun, einen Bessel-Strahlformer herzustellen. Für die anschließende experimentelle Charakterisierung des Bessel-Strahlformers sind mit diesem Kapitel alle nötigen Simulationsdaten verfügbar.

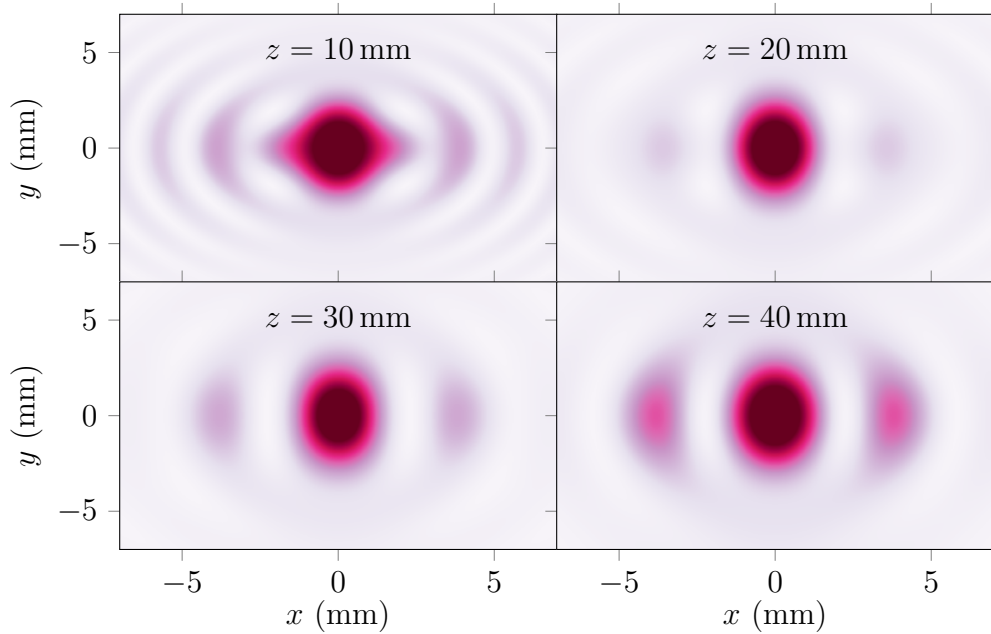


Abbildung 3.17.: Das Quadrat der elektrische Feldamplitude E_x^2 in der xy -Ebene für verschiedene Distanzen z bei einer Frequenz von 290 GHz. Das Amplitudenquadrat ist jeweils auf Eins normiert.

3.2.2. Analytische Überlegungen - Beugungstheoretische Beschreibung

Die Lösung der Helmholtzgleichung erlaubt Bessel-Strahlen verschiedener Polarisierung [178]. Für den vorliegenden TM_1 polarisierten Bessel-Strahl ergibt sich

$$E_x = \cos(\theta) (j_0(\rho k_0 \sin(\theta)) - j_2(\rho k_0 \sin(\theta)) \cos(2\phi)) \exp(ikz \cos(\theta)). \quad (3.24)$$

Diese analytische Lösung der Helmholtzgleichung berücksichtigt keine Details zur Ausbreitung der Oberflächenwelle, im konkreten Fall die ϕ Abhängigkeit der Amplitudenverteilung, und vernachlässigt außerdem die endliche Ausdehnung der Abstrahlapertur. Eine bessere Näherung an die zu erwartende Feldverteilung lässt sich mithilfe der skalaren Beugungstheorie berechnen.

Ist das Feld $\vec{E}(x, y, 0)$ der Oberflächenwelle auf der Abstrahlapertur bei $z = 0$ bekannt, lässt sich mit der Rayleigh-Sommerfeldschen Beugungsformel das Feld für $z > 0$ berechnen. Anschaulich ist das Beugungsintegral die mathematische Formulierung des Huygensschen Prinzips. Von jedem Punkt der Ebene $z = 0$ werden Kugelwellen in dem Freiraum für $z > 0$ überlagert. Die Phasen- und Amplitudenverteilung auf dem Schirm propagiert so in den Raum und ergibt das Feld am Punkt (x, y, z) . Das Beugungsintegral hat die Form

$$E_x(x, y, z) = \frac{k_0}{2\pi i} \iint \frac{e^{ik_0 R}}{R} \left(1 + \frac{i}{k_0 R}\right) \frac{\vec{e}_z \cdot \vec{R}}{R} \psi(x', y') dx' dy'. \quad (3.25)$$

Der Vektor \vec{R} bezeichnet den Verbindungsvektor von dem Punkt $(x', y', 0)$ auf dem Bessel-Strahlformer zum Punkt (x, y, z) auf dem das Feld berechnet werden soll.

Für den Bessel-Strahlformer kann das elektrische Feld $E_x(x, y, 0)$ angegeben werden zu

$$\psi(\rho, \phi) = \begin{cases} e^{-a\rho} e^{-i(k_0 \sin \theta + g)\rho} \rho^{\frac{-1}{2}} \cos^2 \phi & \text{falls } \rho = np \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}. \quad (3.26)$$

Hier entspricht der Term $e^{-a\rho}$ einem exponentiellen Abfall der Oberflächenwelle mit Abklingkonstante a durch Verluste im Metall, der Term $e^{-i(k_0 \sin \theta + g)\rho}$ der Wellenausbreitung mit Wellenlänge $k_0 \sin \theta + g$, mit dem Gittervektor $g = 2\pi/p$. Der Term $\rho^{\frac{-1}{2}}$ gewährleistet die Energieerhaltung der zylindrischen Oberflächenwelle und schließlich muss noch die azimuthale Abhängigkeit der Amplitudenverteilung berücksichtigt werden.

Für den Vergleich mit Messdaten, müssen diese einer Phasenkorrektur, vgl. Kapitel 3.3.1.1, unterzogen werden. Abbildung 3.18 zeigt zusammenfassend die Ergebnisse der verschiedenen analytischen und numerischen Methoden und vergleicht diese direkt mit einer gemessenen Feldverteilung. Die Komplexität, aber auch die Übereinstimmung mit dem Experiment nimmt von der direkten analytischen Näherung a) über die Semianalytische Näherung mittels Beugungsintegral in b) hin zur vollständig numerischen berechneten Lösung der Maxwellgleichungen für dieses Problem in c) zu. Wohlgedenkt nehmen auch die benötigten Rechenressourcen zu, von weniger als eine Sekunde (a) über Minuten (b) hin zu Stunden (c). Die hier noch qualitative Übereinstimmung von Simulation und Messung soll nach der Diskussion der Details der Messung im nächsten Kapitel auch quantitativ überprüft werden.

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

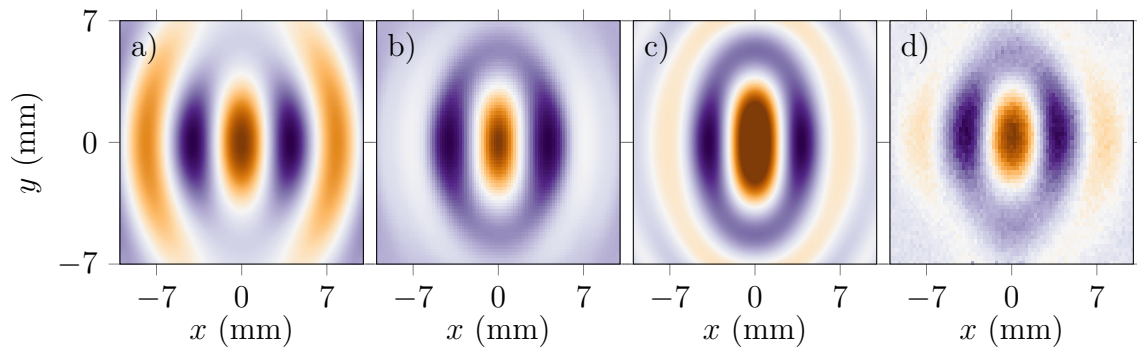


Abbildung 3.18.: Das elektrische Feld E_x für in der xy -Ebene für die Distanz $z = 30$ mm. a) Analytische Rechnung nach Formel 3.24 b) Sommerfeldsche Beugungsformel mit der Feldverteilung nach Formel 3.26 c) CST Simulation des kompletten Modells, inklusive Einkoppelschlitz d) Zeitbereichsmessung des gefertigten Bauteils in derselben Ebene, nach Phasenkorrekturen. Alle Bilder jeweils normiert.

3.3. Messungen

Die hergestellte Struktur wurde mittels THz-Zeitbereichsspektroskopie sowohl im Fernfeld als auch im Nahfeld charakterisiert. Die Übereinstimmung der Messergebnisse ist in weiten Teilen sehr gut. Allerdings werfen einige Messergebnisse auch Fragen auf, die als Ansatzpunkt für detaillierte Experimente dienen könnten. Zunächst werden die Fernfeldmessungen in Abschnitt 3.3.1 und dann die Nahfeldmessungen in Abschnitt 3.3.2 vorgestellt.

3.3.1. Fernfeldmessungen

Der hergestellte Bessel-Strahlformer, vgl. Abbildung 3.20 Rechts) wurde mittels THz-Zeitbereichsspektroskopie charakterisiert. Die experimentellen Herausforderungen der anstehenden Messungen sind vielfältig. Zunächst muss die Justage und der Aufbau des THz-Strahlenganges äußerst sorgfältig durchgeführt werden. Als zweites wird ein möglichst langes Messfenster wegen der erwarteten lang anhaltenden THz-Transienten benötigt. Dies muss sich mit einer schnellen Messgeschwindigkeit einer Einzelmessung vereinbaren lassen, um die Messdauer des single-pixel Imaging des Feldes im Raum effizient durchführen zu können, vergleiche Abbildung 3.21Links). Außerdem sollte die Detektionsebene variabel einstellbar sein.

Um gute Justiermöglichkeiten der Ausrichtung und Position des Einkoppelschlitzes des Bessel-Strahlers im THz-Strahlengang zu ermöglichen wurde der THz-Strahlformer an einen kippbaren Spiegelhalter auf einen xyz -Tisch befestigt. Bedingt durch die kleinen Dimensionen des Einkoppelschlitzes, muss die THz-Strahlung auf den Schlitz fokussiert werden. Nur eine perfekte Einkopplung in den Rechteckwellenleiter erzeugt im abgestrahlten THz-Strahlprofil keine unerwünschten Asymmetrien. Bevor der Bessel-Strahlformer in den Aufbau eingebaut wird, muss der THz-Fokus mit demselben Messaufbau daher eingehend charakterisiert werden. Die hierfür notwendigen Schritte werden analog zu dem

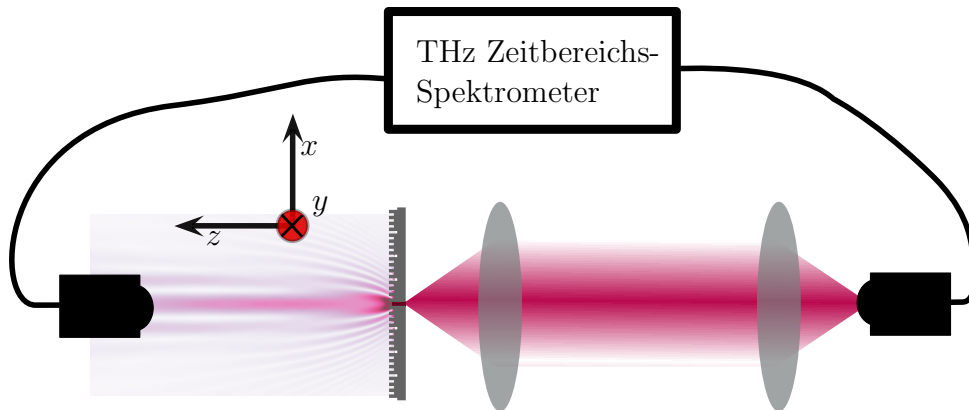


Abbildung 3.19.: Experimenteller Aufbau zum Bessel-Strahlformer. Der Strahl wird mittels zweier HDPE Linsen/Parabolspiegel zunächst kollimiert und schließlich auf den Einkoppelschlitz fokussiert. Der Detektor ist in allen Koordinatenrichtungen motorisiert verfahrbar. An jedem Raumpunkt (x, y, z) kann so eine gesamte Zeitbereichsspur $E_x(t)$ aufgenommen werden.

in Kapitel 2.2.3.2 vorgestellten Verfahren durchgeführt.

Für sämtliche Messungen am Bessel-Strahler kam die hochpräzise MICOS-Verzögerungseinheit (UPS-150-LIP-481) zum Einsatz. Neben sehr hohen möglichen Fahrgeschwindigkeiten bei gleichzeitig hervorragender Genauigkeit des Triggermechanismus zur Datenaufnahme ermöglicht sie eine maximale Verfahrstrecke von knapp 10 cm. Das resultierende Zeitfenster von etwas über 600 ps im Fall der einfach gefalteten Delaystrecke und sogar über 1,2 Nanosekunden für den später verwendeten zweifach gefalteten Verzögerungspfad ermöglicht sowohl ein langes Zeitmessfenster als auch genügend Spielraum in der Positionierung der Detektionsebene. Soll der THz-Strahlenpfad für sämtliche Messungen identisch sein und nur die Detektorposition variiert werden, so muss die zusätzliche Strecke des THz-Pfades, welche bei Veränderung des Detektorabstandes z generiert wird, durch die absolute Position der Verzögerungsstrecke kompensiert werden. Dies kann durch die Formel $l_{\text{Detektorpfad}} = l_{\text{THz}} + l_{\text{Emitterpfad}}$ ausgedrückt werden.

Für den Erfolg der Justage eines solchen Aufbaus und auch der darauffolgenden Messungen ist die Geschwindigkeit der Messung entscheidend. Bei einem 100 ps Messfenster, einer Fahrgeschwindigkeit von 5 ps s^{-1} der Verzögerungsstrecke, zzgl. Rückfahrtzeit, Datenaufnahme usw. sind 23 s pro Pixel ein eher optimistischer Wert. Dies bedeutet allerdings eine Messdauer von über 5 h für ein kleines THz-Bild der Auflösung 30×30 Pixel. Limitierender Faktor für die Messgeschwindigkeit ist hier nicht die Verfahreinheit selbst, sondern der verwendete Lock-In Verstärker. Für das gegebene Messproblem ist ein Lock-In wegen der verlustbehafteten Einkopplung der Strahlung in den Rechteckwellenleiter kaum verzichtbar. Ein physikalisches Limit für die Geschwindigkeit des Lock-In Prozesses wird durch die maximale Modulationsfrequenz der THz-Antennen gegeben. Die nötige Modulation des Messsignals wird durch eine Wechselspannung an der Emitterantenne erreicht. Allerdings kann die THz-Antenne nicht mit beliebig hochfrequenten Wechselspannungen moduliert werden, die THz-Leistung beginnt bei etwa 30 kHz stark abzufallen.

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

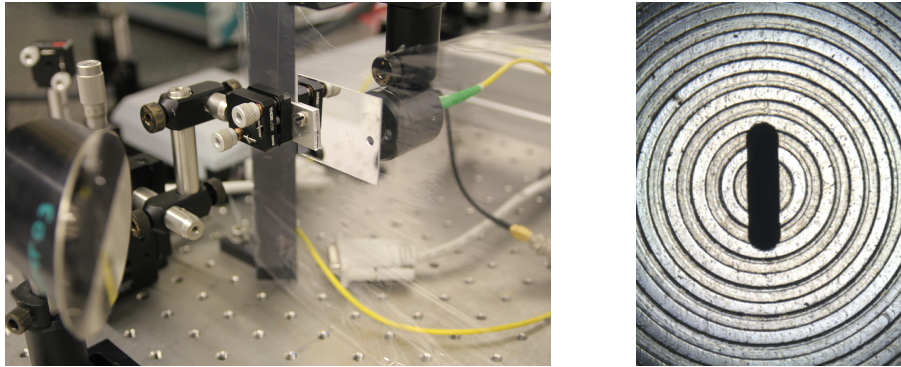


Abbildung 3.20.: Links: Nahaufnahme des Messaufbaus mit Parabolspiegel zur Fokussierung auf den Rechteckwellenleiter. Rechts: Makroskopaufnahme des inneren Bereiches des hergestellten Besselstrahlformers. Schwarz: Der Einkoppelschlitz.

Da im verwendeten Stanford Research SR830 die Triggerdetektion und daher die Datenrate mit nur 512 Hz durchgeführt werden kann, limitiert dies die Messgeschwindigkeit enorm ohne bereits an das physikalische Limit durch die Modulation der Antenne gestoßen zu sein. Eine auf der Hand liegende Lösung ist es, dass Messsignal nach Prozessierung am Lock-In analog auf eine schnelle DAQ-Karte auszugeben. Unterstützt diese auch die Datenaufnahme durch triggern, können Messdaten mit deutlich höheren Datenraten, nahezu ohne SNR-Verlust aufgenommen werden. Damit lässt sich die volle Geschwindigkeit der Verzögerungseinheit und der Vorteil der rauscharmen Detektion mittels Lock-In Verfahren ausspielen. Lediglich die maximale Modulationsfrequenz und damit die ohne Bandbreitenverlust mögliche Zeitkonstante des Lock-Ins, vgl. Gleichung 2.3, limitiert dann die Messgeschwindigkeit. Alle späteren Messungen wurden mit dieser veränderten Messdatenaufnahme durchgeführt, was die Messdauer des oben angesprochenen Bildes von 5 Stunden auf etwa 10 Minuten reduziert und damit erst praktikabel macht.

Abbildung 3.19 zeigt eine Schemazeichnung des experimentellen Aufbaus. Für die breitbandige, phasenaufgelöste Charakterisierung des Strahlprofiles kommt ein fasergekoppeltes THz-Zeitbereichsspektrometer zum Einsatz. Das System hat Dank der Lock-In Verstärkung bei einer Messgeschwindigkeit von 150 ps s^{-1} noch immer ein SNR von über 50 dB bei 300 GHz. Mit dem Bessel-Strahlformer im Strahlengang und somit der verlustbehafteten Einkopplung des Freistrahls in den Rechteckwellenleiter bleiben noch ca. 25 dB SNR, vergleiche auch Abbildung 3.21. Die Abbildung zeigt ein typisches Zeitbereichssignal mit zugehörigem Spektrum, des durch den THz-Strahlformer manipultierten, THz-Feldes.

3.3.1.1. Phasenkorrektur

Die Ausrichtung der Detektorebene (xy -Ebene) senkrecht zur Strahlausbreitung (idealerweise z -Richtung) ist immer mit kleinen Winkelfehlern Θ_x und Θ_y behaftet. Die beiden Winkel geben die Verkippung der Detektorebenennormalen zur Strahlausbreitungsrichtung in x und y Richtung an. Im Experiment schlägt sich die Fehljustierung der Detektorebene durch eine geneigte Phasenebene der Pulse wider. Eine Abbildung mit Phaseninformation

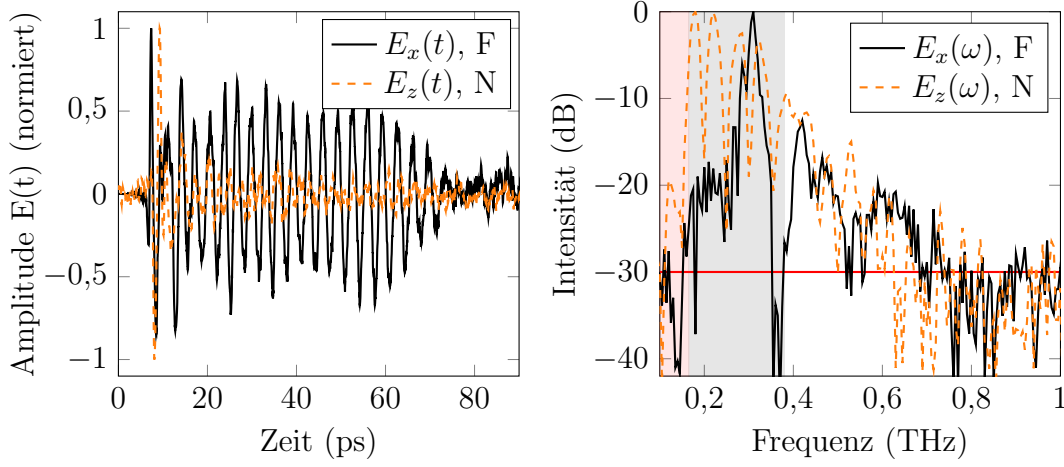


Abbildung 3.21.: Zeitbereichsspur und Spektrum von E_x im Fernfeld ($z = 30$ mm, schwarz) und im Nahfeld E_z (orange). Jeweils an einer Position mit viel Signal ($x = 5$ mm, $y = 0$ mm). Links: Zeitbereichsspur. Rechts: Zugehöriges Spektrum. Roter Bereich: Frequenzen unterhalb der Cutoff-Frequenz des Einkoppelschlitzes, Grauer Bereich: Auskoppelwinkel $\theta < 0^\circ$. Rote Linie: -30 dB.

$E_x(t)$ kann so schnell sehr irreführend werden und ist kaum vergleichbar zu den Simulationsergebnissen. Die laterale Ausdehnung der aufgenommenen Bilder beträgt $x \sim 20$ mm und $y \sim 20$ mm. Ein durch den Verkippwinkel Θ entstehende Phasenunterschied $\Delta\phi$ beträgt $\frac{\Delta\phi}{k_0 x} = \tan \Theta_x$. Für 300 GHz resultiert somit bereits für etwa 2° Verkippung der Detektorebene ein Phasenunterschied vom linken zum rechten Rand von $\Delta\phi = 2\pi$.

Über einen linearen Fit der Phasenwerte $\Delta\phi_i = m_i i + b_i$, $i = x, y$ kann der justagebedingte Phasenfehler nachträglich korrigiert werden.

$$E_{\text{korrektur}} = E_{\text{gemessen}} \exp(-im_x x) \exp(-im_y y). \quad (3.27)$$

Trotz sorgsamer Justage ermittelt sich für die Messdaten am Bessel-Strahlformer eine Phasenkorrektur von $\Delta\phi_x/\Delta x = 0,123 \text{ rad mm}^{-1}$, $\Delta\phi_y/\Delta y = -0,025 \text{ rad mm}^{-1}$, was einer Dejustage um den Winkel $\Theta_y = -0,2^\circ$ und $\Theta_x = 1,1^\circ$ entspricht. Diese Phasenkorrektur wurde bei allen Vergleichen von Simulation und Messung angewandt.

3.3.1.2. Messergebnisse

Für die vollständige Charakterisierung des Fernfeldes wurde die E_x -Komponente des THz-Feldes mit einer photoleitenden Antenne mittels single-pixel Imaging in dem Bereich hinter dem Besselstrahlformer für $z > 0$ vermessen. Der Koordinatenursprung des Messsystems befindet sich in der Mitte des Einkoppelschlitzes. Zeitbereichs-Messdaten wurden in dem 3d-Messvolumen von $x = -10 \text{ mm}..10 \text{ mm}$, $y = -7 \text{ mm}..7 \text{ mm}$ und $z = 1,25 \text{ mm}..95 \text{ mm}$ aufgezeichnet. Die Schrittweite in den Raumrichtungen betrug $\Delta x = \Delta y = 0,25 \text{ mm}$ und $\Delta z = 1 \text{ mm}$. Wegen der langanhaltenden Oszillationen, siehe Abbildung 3.21, wurde ein Zeitfenster von $T = 140 \text{ ps}$ mit einer Schrittweite $\Delta t = 20 \text{ fs}$ gewählt. Jede Bildebene

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

($z=\text{const}$) setzt sich daher aus 4617 Zeitbereichsmessungen zusammen. Insgesamt wurden 332.424 Messungen mit jeweils 7000 Datenpunkten durchgeführt. Nach der Phasenkorrektur

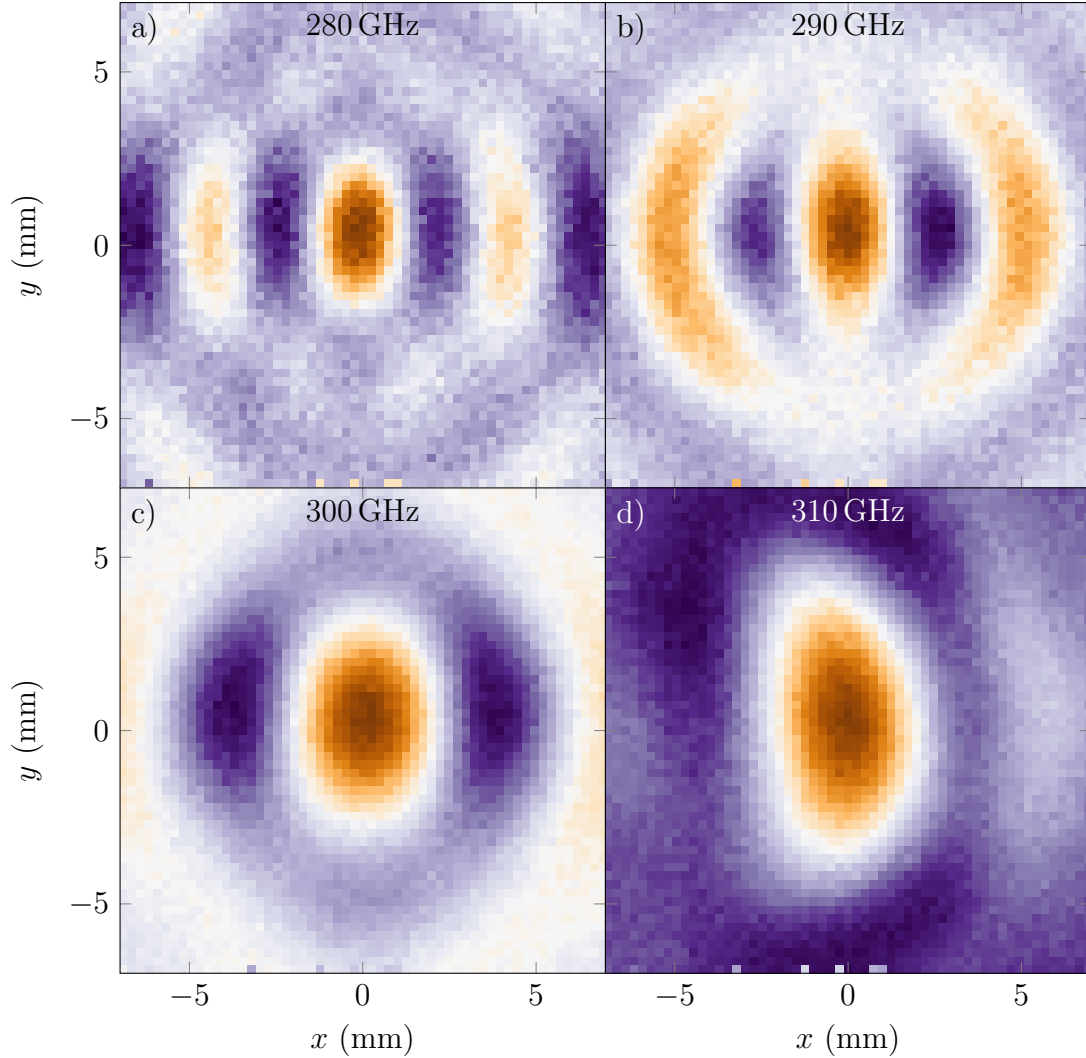


Abbildung 3.22.: $E_x(\omega)$ für verschiedene Frequenzen. Blau: $E_x < 0$, Orange $E_x > 0$. $z = 30$ mm. Ausschnitt für $x = y = -7$ mm..7 mm. Die Maximalamplituden ist jeweils auf Eins normiert.

aus Kapitel 3.3.1.1 ergeben sich die in Abbildung 3.22 dargestellten Feldverteilungen $E_x(\omega)$. In diese Abbildungen geht sowohl die Amplituden- als auch die Phaseninformation der Messungen ein, $E_x(\omega) = \text{Re}(\mathcal{F}(E(t)))$. Die Messdaten stützen die Überlegungen zur Phasenverteilung um $x = 0$ ($E_x(x, y, z) = E_x(-x, y, z)$, Abbildung 3.18). Zusätzlich zeigt sich die frequenzabhängige Strahlform, welche durch den Auskoppelwinkel des Gitterkopplers vorgegeben ist. Der Abstand des 1. Nebenmaximums der Besselfunktion von $x = 0$ nimmt mit steigender Frequenz zu, was den immer spitzeren Auskoppelwinkel belegt.

Für 310 GHz kann man nicht mehr von einem Bessel-Strahl sprechen, das Strahlprofil ähnelt einem Gauß-Strahl. Während in $\pm x$ -Richtung Nebenmaxima auftreten, fehlen diese in $\pm y$ -Richtung. Dies belegt indirekt die vorzugsweise Ausbreitung der Oberflächenwelle in $\pm x$ -Richtung.

In Abbildung 3.23 sind die gemessenen Amplitudenquadrate $|E_x(300 \text{ GHz})|^2$ für verschiedene Abstände zum Bessel-Strahlformer z dargestellt. Qualitativ stimmen die Messdaten für 300 GHz sehr gut mit den Simulationen bei ca. 290 GHz in den Abbildungen 3.17 überein.

Ein ähnlich überzeugendes Bild zeigt sich für die Messdaten in der xz bzw. yz -Ebene in den Abbildungen 3.24 im Vergleich zu den Simulationen aus Abbildung 3.16. In den Messdaten zeigen sich für alternierende Abstände Intensitätsschwankungen welche experimentell bedingt sind. Zunächst wurden $z = \text{const}$ Ebenen im Abstand von 2 mm vermessen und erst anschließend die um 1 mm versetzten Ebenen. Scheinbar ist es im Laufe des (langen) Experimentes zu einer leichten Fehljustage und einer daraus resultierenden Leistungsschwankung gekommen, weshalb nun Messwerte an alternierenden z -Positionen systematisch schwanken.

Die Messungen bestätigen die strahlformenden Eigenschaften des plasmonischen Elementes und damit die korrekte Simulation des Strahlformers. Weiterhin zeigen die Messungen indirekt, dass sowohl die Einkopplung der THz-Strahlung in den Rechteckwellenleiter als auch die Anregung der Oberflächenplasmonen durchgeführt werden konnte.

3.3.1.3. Strahlcharakterisierung

Eine den Bessel-Strahl auszeichnende Eigenschaft, ist die Ausdehnung des fokussierten Bereiches entlang der Propagationsrichtung. Durch die anisotrope Anregung der Oberflächenwelle hat der, mittels plasmonischen Bessel-Strahlformer erzeugte, Strahl unterschiedliche Halbwertsbreiten (FWHM) in x und y Richtung, siehe Abbildung 3.24. Für die Auswertung der Halbwertsbreiten wurde daher für jeden Abstand z ein Gauß-Fit entlang der $x = 0$ Achse und ein Bessel-Fit entlang $y = 0$ durchgeführt. Abbildung 3.25 zeigt die experimentell erzielten Resultate. Für Frequenzen über 305 GHz ist die Halbwertsbreite in x und y Richtung nahezu identisch. Der Strahldurchmesser nimmt außerdem mit der Distanz deutlich zu. Diese Indizien lassen auf einen Gauß-Strahl schließen. Für Frequenzen bei denen auch in den Querschnitten Nebenkeulen auftreten ($\nu < 305$), ist die Halbwertsbreite in x -Richtung deutlich geringer als in y -Richtung. Im Experiment erhält man den längsten fokussierten Bereich für etwa 305 GHz, dann erstreckt sich dieser über 50 mm was etwa $\sim 50\lambda$ entspricht.

3.3.2. Nahfeldmessungen

Die bisherigen Messdaten verifizieren zwar bereits indirekt die Ausbreitung des Oberflächenplasmons entlang der strukturierten Oberfläche, erlauben aber keine detaillierte Charakterisierung dieses Aspektes des Bessel-Strahlformers. Mit einem THz-Nahfeld-Zeitbereichsspektrometer [179] lässt sich die Feldverteilung auf der Metalloberfläche direkt

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

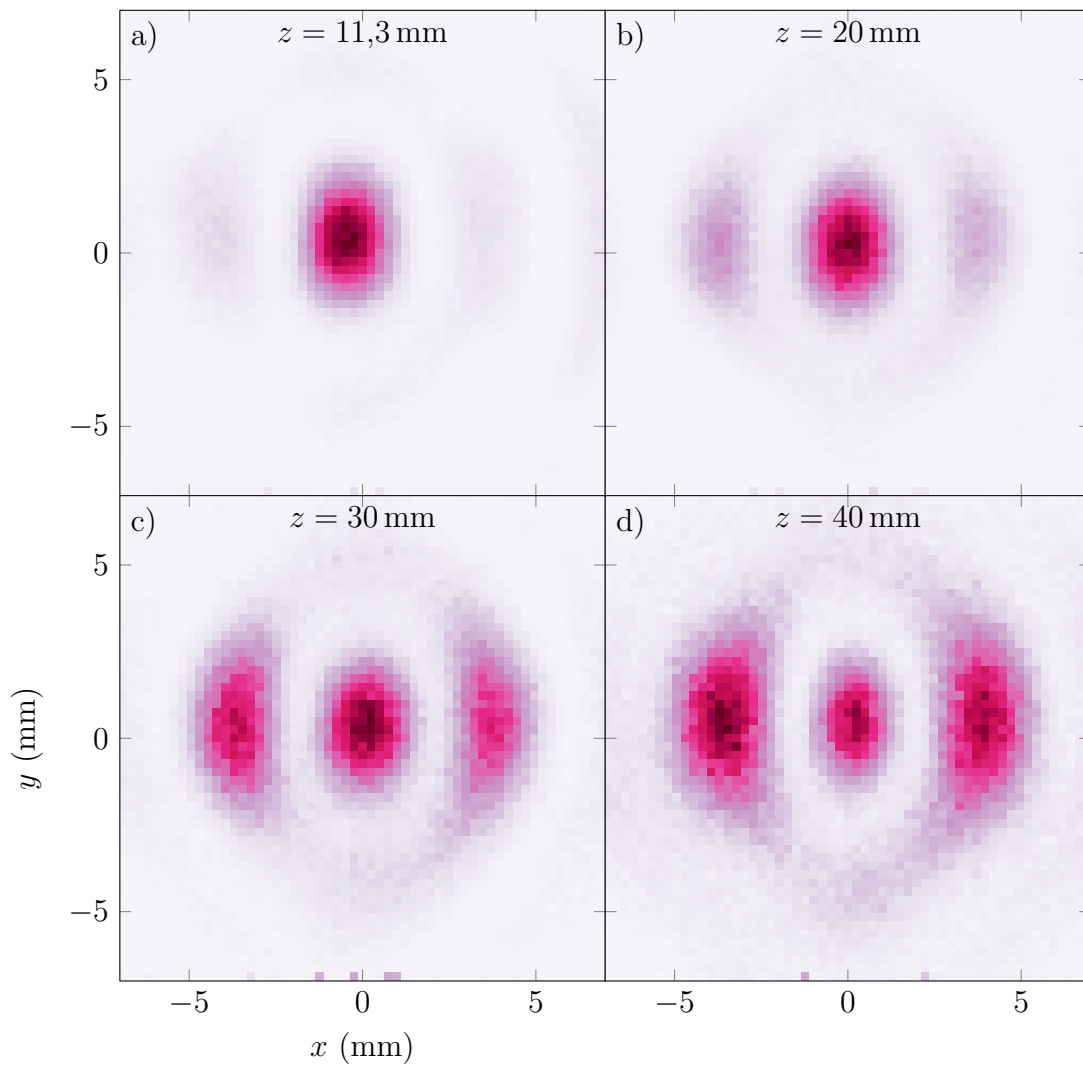


Abbildung 3.23.: Experimenteller Querschnitt des Strahlprofiles in der xy -Ebene für 300 GHz. Dargestellt ist für verschiedene Abstände z zum Bessel-Strahlformer das Amplitudenquadrat $|E_x|^2$, jeweils normiert.

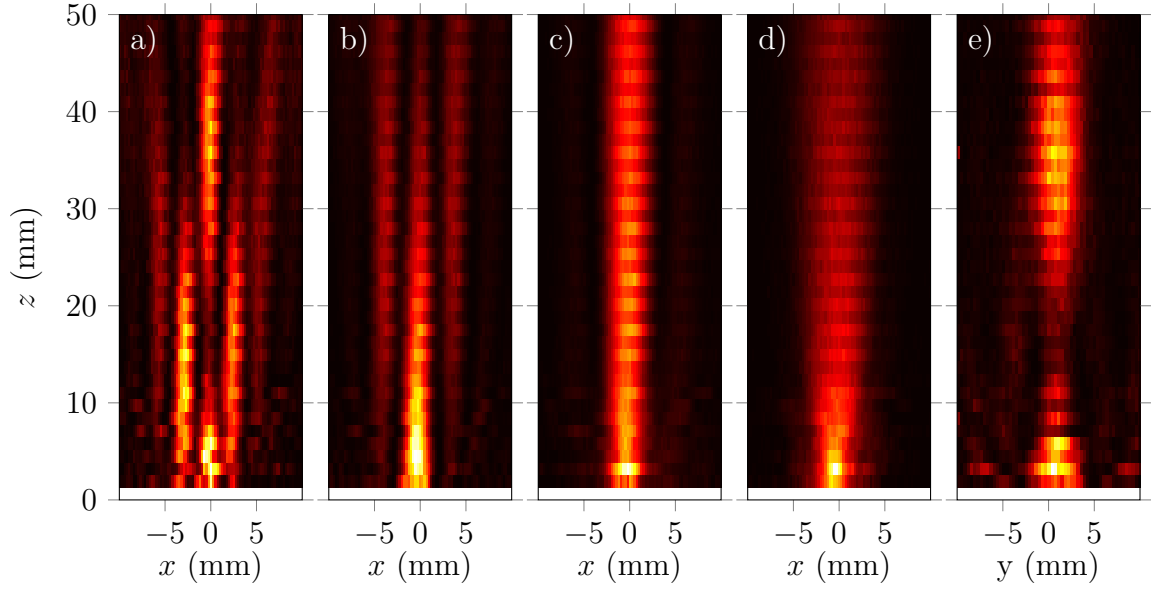


Abbildung 3.24.: $|E_x|^2$ für a) $f = 290$ GHz, b) $f = 300$ GHz, c) $f = 310$ GHz, d) $f = 320$ GHz in der xz -Ebene. e) $|E_x|^2$ für 290 GHz in der yz -Ebene.

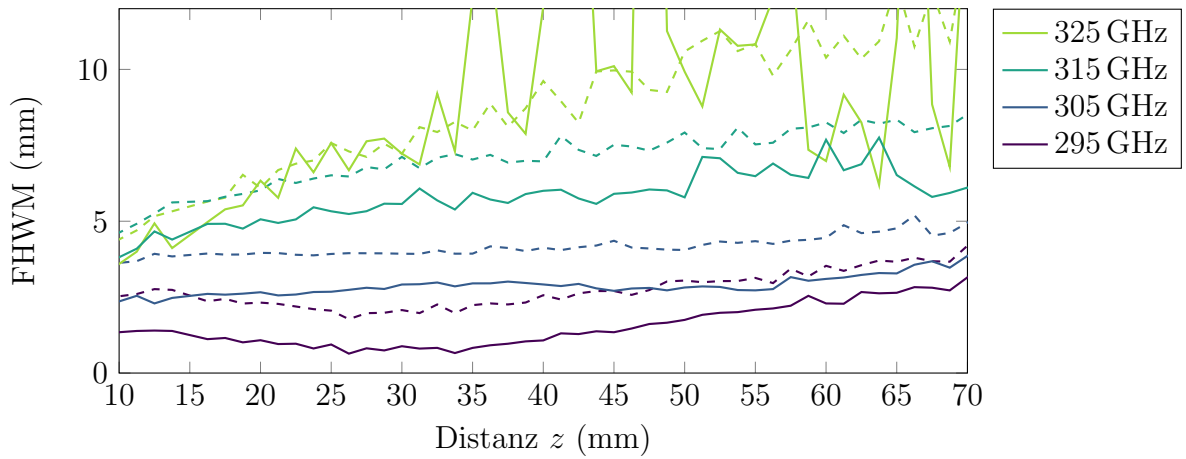


Abbildung 3.25.: Halbwertsbreite des gemessenen Amplitudenquadrats $E_x(\omega)^2$ Richtung für die Frequenzen 295 GHz bis 325 GHz. Linien: FWHM_x , Gestrichelt: FWHM_y .

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

messen [180, 181]. Der Messaufbau eines solchen Spektrometers ähnelt sehr stark dem bisherigen Aufbau, einziger Unterschied ist die Detektion. Eine Schemazeichnung ist in Abbildung 3.26 gezeigt. Das als Freistrahlaufbau realisierte Zeitbereichsspektrometer besitzt eine, auf dem Periskop-Prinzip beruhende, bewegbare Detektion, was eine orts aufgelöste Messung der Oberflächenwellenausbreitung möglich macht. Das elektrische Feld der Oberflächenwelle besitzt nach 3.16 eine nicht verschwindende Komponente in z -Richtung, welche sich mit einem Zink-Tellurid (ZnTe) Kristall in (100)-Orientierung, mittels elektro-optischer Detektion [182, 183], bestimmen lässt. Über die Zeitbereichsmessung der Oberflächenwelle $E_z(t)$ lassen sich die wichtigsten Parameter des Oberflächenplasmons, wie etwa Wellenlänge, Dämpfung und Amplitude, bestimmen. Die Nahfeldmessungen wurden in Zusammenarbeit mit K. Kaltenecker in Freiburg durchgeführt. Details zum dortigen Aufbau finden sich in [184]. Hierfür wird der ZnTe-Kristall in einem konstanten Abstand von etwa $50\text{ }\mu\text{m}$ von der Metalloberfläche in einem Raster-Scan geführt. Verwendet wurde eine Schrittweite in x und y -Richtung von jeweils $114\text{ }\mu\text{m}$, ein Zeitfenster von 96 ps und eine Schrittweite von 66 fs . Die Anregung des Oberflächenplasmons geschieht ebenfalls durch den Einkoppelschlitz.

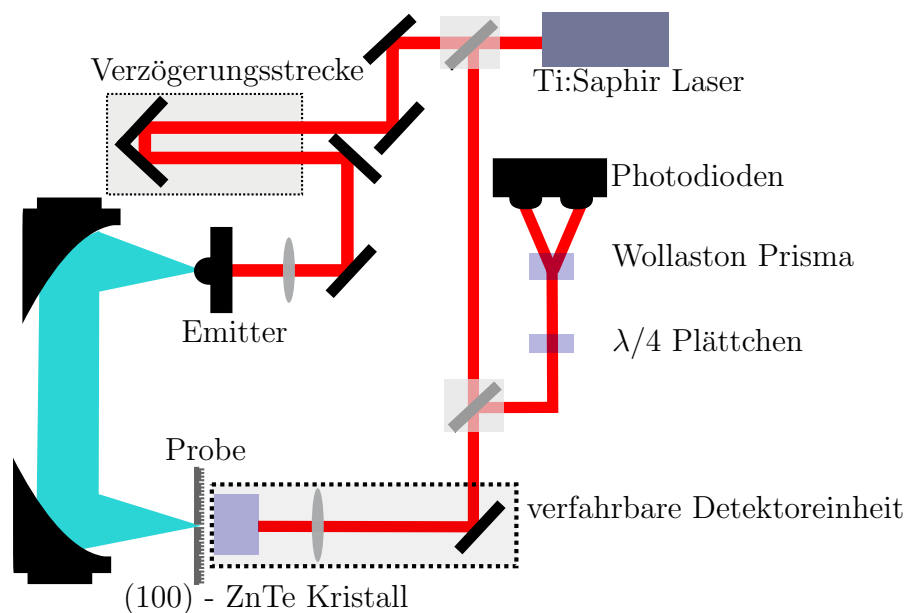


Abbildung 3.26.: Experimenteller Aufbau, $\lambda = 800\text{ nm}$ Freistrahlsystem mit Ti:Sa Laser (Pulsbreite 15 fs , 80 MHz Rep. Rate) und GaAs Stripline Emitter ($80\text{ }\mu\text{m}$ Abstand) und EO-Detektion (100)-ZnTe Kristall. Der Detektorkristall wird ca. $50\text{ }\mu\text{m}$ nah ($1/6\lambda$) an die Probe gebracht, und besitzt eine $30\text{ }\mu\text{m}$ dicke dielektrische Schutzschicht.

Abbildung 3.27b) zeigt die orts aufgelöste Oberflächenwelle $E_z(290\text{ GHz})$. Die Welle weist eine zur $x = 0$ Ebene antisymmetrische Phase auf, ferner besitzt sie eine stark ϕ -abhängige Amplitudenverteilung. Diese beiden Beobachtungen decken sich sehr gut mit den Simulationen. Auch stimmt die beobachtete Feldverteilung qualitativ gut mit den Simulationsergebnissen aus Abbildung 3.27a) überein.

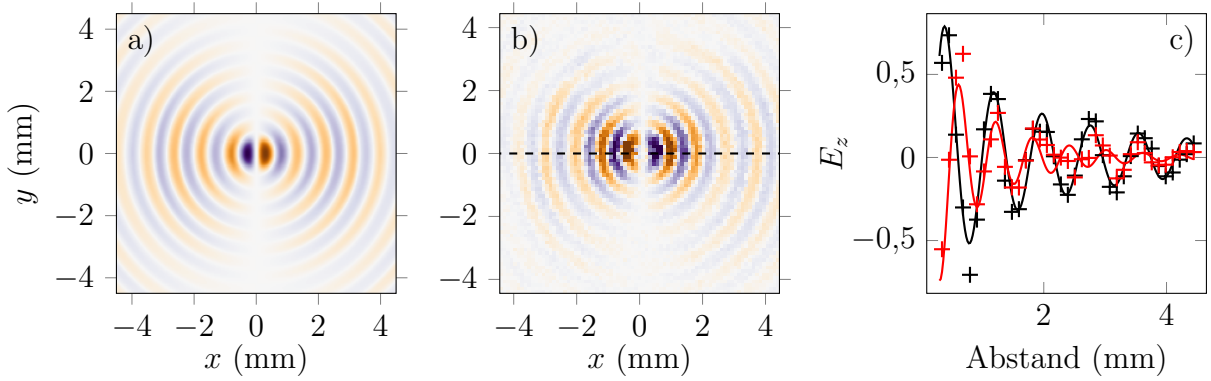


Abbildung 3.27.: a) Simulation im Nahfeld ($z = 50 \mu\text{m}$), elektrische Feldkomponente E_z (290 GHz), b) Raster scan Nahfeldmessdaten für den Bessel-Strahlformer für E_z . Die schwarzen, gestrichelten Linien zeigen die Schnitte an, für die in Abbildung c) der Fit von Gleichung 3.28 exemplarisch durchgeführt wurde. Kreuze: Messdaten, Linien: Fit.

Ferner lässt sich bereits qualitativ eine radial gedämpfte Wellenausbreitung beobachten. Quantitativ können die Wellenlänge und der Dämpfungsparameter frequenz aufgelöst durch den Fit der Messdaten an

$$E_z(\rho, \phi) = A(\phi)e^{-\kappa\rho}e^{-i\beta\rho}\rho^{-\frac{1}{2}} \quad (3.28)$$

bestimmt werden [185]. Abbildung 3.27c) zeigt dies exemplarisch. Das orts aufgelöste Feld ($f = 290 \text{ GHz}$) in Abbildung 3.27b) wird entlang der schwarzen Linien ($\phi = 0, \phi = \pi$) aufgetragen, Abbildung 3.27c) und die freien Parameter in Gleichung 3.28 an die Messdaten angepasst. Da die Messdaten frequenz aufgelöst vorliegen, kann dieses Prozedere für alle gemessenen Frequenzen durchgeführt werden und so sogar die Dispersionsrelation der Oberflächenwelle bestimmt werden, vergleiche Abbildung 3.28. Die so experimentell gewonnene Dispersionsrelation zeigt deutliche Abweichungen zu der analytischen Theorie. Hierbei spielt es keine Rolle, auf welche Art die Wellenlänge aus den Messdaten extrahiert wird. Integriert man das Amplitudenquadrat $\int |E_z|^2 dx dy$ der Nahfeldmessungen, so ergibt sich Abbildung 3.29a). Die integrierte Leistung auf der Oberfläche ist für Frequenzen unterhalb der Cutoff-Frequenz des Einkoppelwellenleiters nahe null. Danach steigt die Leistung rapide an, bevor sie schon bereits bei 0,45 THz wieder nahe Null ist. Die Frequenzcharakteristik des Spektrometers wurde hier nicht berücksichtigt, was aber nur einen kleinen Teil der Leistungsabnahme hin zu höheren Frequenzen erklären kann. Viel dramatischer ist die Veränderung der Propagationskonstante der Oberflächenwelle, welche durch die Strukturierung hervorgerufen wird. Die Propagationskonstante nimmt rapide zu und divergiert bei $\sim 0,6 \text{ THz}$, vergleiche Abbildung A.1. Damit wird die k -Vektor Anpassung der anregenden Wellenleitermode immer schlechter, effektiv kann dann keine Oberflächenwelle mehr angeregt werden.

Oberhalb der Cutoff-Frequenz, weist $\int |E_z|^2$ Minima alle 50 GHz auf. Auch die Dämpfung a , Abbildung 3.29b) zeigt für diese Frequenzen Maxima. Einen Teil der Dämpfung ist

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

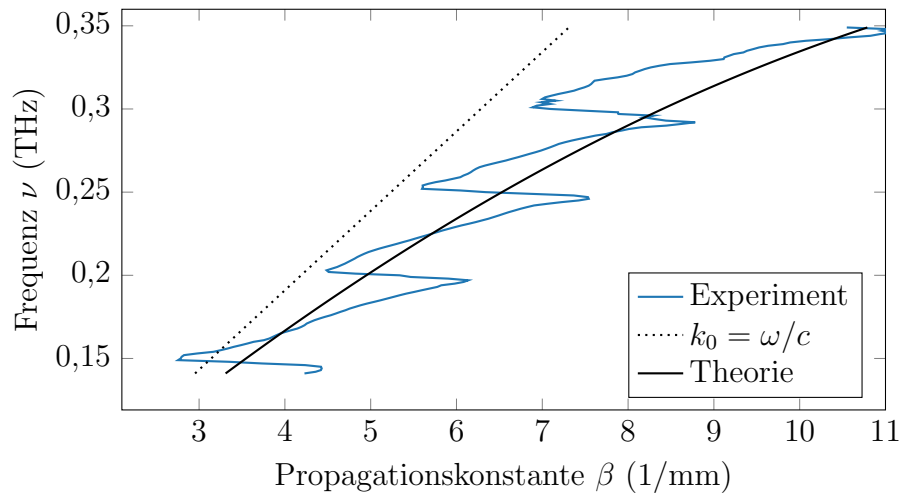


Abbildung 3.28.: Die experimentell bestimmte Dispersionsrelation der Oberflächenwelle $k_{\text{SPP}}(\omega)$. Gepunktet ist die Lichtlinie $k_0 = \omega/c$ dargestellt, schwarz die analytische Lösung aus Gleichung 3.19 und blau die experimentellen Daten aus dem Fit von Gleichung 3.28.

produktionsbedingten Inhomogenitäten geschuldet, ein weiterer Anteil ist der endlichen Leitfähigkeit im Metall zuzuordnen. Diese beiden Anteile sind allerdings nur schwach frequenzabhängig und erklären nicht die Minima der integrierten Leistung. Der dritte Anteil der Dämpfung ist auf die Streuung der Oberflächenwelle an den eingebrachten Störstellen des Gitters zurückzuführen, welche eine deutliche Abhängigkeit von der Wellenlänge haben sollte. Entspricht der Gittervektor $g = 2\pi/p$ dem Wellenvektor der Oberflächenwelle β so wird die gestreute Welle senkrecht zur Oberfläche ausgekoppelt, der Auskoppelwinkel beträgt dann $\theta = 0^\circ$. Die Dämpfung wird genau dann sehr groß wenn rückreflektierte Wellen sich konstruktiv überlagern und somit das Auskoppelgitter als eine Art Bragg-Reflektor für die Oberflächenwelle fungiert. Eine genauere Untersuchung der beobachteten Minima könnte Ausgangspunkt für weitere grundlegende Forschungen sein. Spannend ist hier insbesondere die Details der Oberflächenpropagation, wenn die zusätzliche Struktur des Auskoppelgitters die Ausbreitung beeinflusst. Die Nahfeldbeobachtungen zeigen eine komplexere Amplitudenabhängigkeit und Dispersionsrelation als die analytische Theorie (welche allerdings auch die Störstellen unberücksichtigt lässt) vorhersagt.

3.4. Diskussion der Ergebnisse

Der plasmonische Bessel-Strahlformer dient als Proof-of-Concept für strahlformende plasmonische Elemente im THz-Bereich. Ein Bessel-Strahl lässt sich beispielsweise verlustärmer in Transmission durch eine geeigneten Axikonlinse erzeugen. Dennoch weist der hier verfolgte Ansatz viele Vorteile gegenüber den üblichen Methoden zur Strahlmanipulation auf. Im Vergleich zu refraktiven Optiken, haben plasmonische strahlformende Elemente,

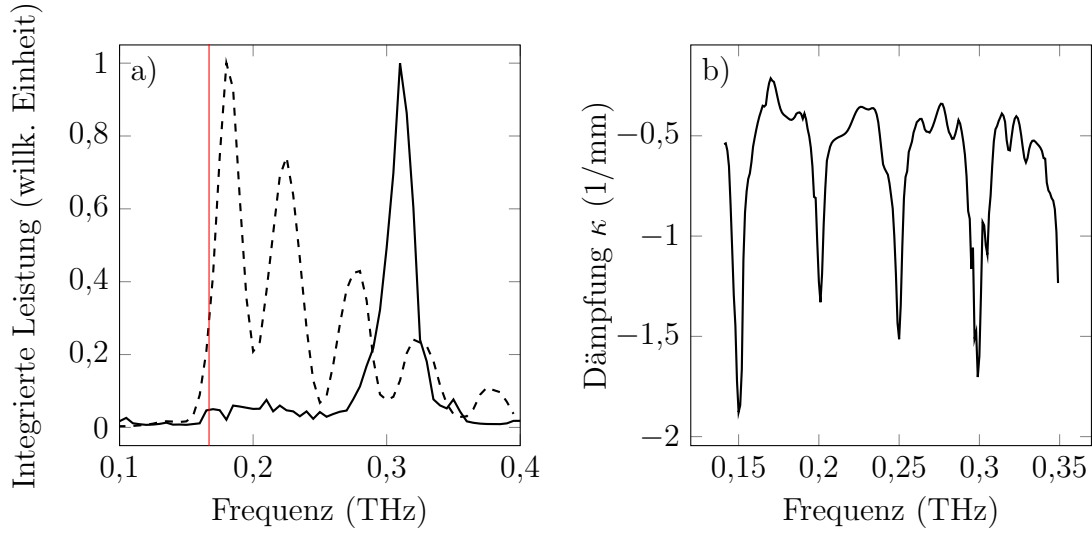


Abbildung 3.29.: a) Integrierte Leistung $\int dx dy |E_z|^2$ im Nahfeld (gestrichelt) und $\int dx dy |E_x|^2$ im Fernfeld $z = 40$ mm (schwarz), jeweils auf Eins normiert. Rote Linie: Cutoff-Frequenz des Einkoppelschlitzes $f = 0,167$ THz. b) Experimentell ermittelte Dämpfungskonstante aus Gleichung 3.28. Die periodischen Einbrüche korrespondieren zu großer Dämpfung.

bedingt durch ihre planare Bauweise eine vergleichsweise geringe horizontale Ausdehnung. Diffraktive Elemente, etwa aus Metall sind durch ihren hohen Verlust durch ungewollte Reflektionen oft nur bedingt einsetzbar. Die Miniaturisierung der THz-Strahlformung ist ein großer Vorteil des plasmonischen Ansatzes.

In diesem Kapitel wurde anhand von numerischen Simulationen die physikalischen Ursachen für die Kopplung der elektromagnetischen Welle an die periodisch strukturierte Oberfläche verstanden und quantitativ erfasst. Diese Informationen ermöglichten den Entwurf und den nachfolgenden Bau eines plasmonischen strahlformenden Elementes für den THz-Bereich. Von der experimentellen Seite wurde eine frequenz aufgelöste Charakterisierung des Strahlprofils im Nah- und Fernfeld durchgeführt. Simulation und Messungen stimmen hervorragend überein, was im Prinzip erlaubt andere, auf Oberflächenwellenleitern basierende Elemente für den THz-Bereich zu entwickeln. Durch eine, vom Azimut abhängige Anordnung des Gitterkopplers, ließen sich auf ganz ähnliche Art und Weise viele verschiedene Strahlprofile erzeugen. Eine mögliche Verbesserung des aktuellen Designs betrifft die Leistungsverteilung der Oberflächenwelle. Aktuell ist diese stark vom Azimut abhängig. Verschiedene Ansätze hierzu wurden bereits diskutiert, etwa den Einkoppelschlitz durch eine kreisförmige Apertur zu ersetzen, welche dann mit radial polarisierter Strahlung angeregt werden könnte. Ein weiterer interessanter Ansatz, wäre die kreisförmige Anordnung von vielen Einkoppelschlitzten, sodass die in die Oberfläche gekoppelte Welle eine homogene Leistungsverteilung besitzt, dies könnte etwas analog zu [186] geschehen.

3. Plasmonischer THz-Bessel Strahlformer

Eine weitere Forschungsrichtung könnte auch die Integration von photoleitenden Emittern in die plasmonische Struktur (statt des Einkoppelschlitzes) sein. Es wäre ggf. möglich die Metallstruktur, direkt auf das Halbleitersubstrat des Emitters aufzubringen und so, etwa durch eine fokussierende Struktur die Auskuppeffizienz der photoleitenden Antennen durch diesen plasmonischen Ansatz zu erhöhen.

Steht ein Nahfeld-THz-Zeitbereichsspektrometer zur Verfügung könnten detaillierte Experimente zur Ausbreitung der Oberflächenplasmonen detaillierten Aufschluss über den Einfluss des Auskoppelgitters auf die Wellenausbreitung geben. Hier könnte auch die bestehende analytische Theorie weiterentwickelt werden um die experimentell ermittelte Dispersionsrelation verstehen zu können. Weitere experimentelle Untersuchungen könnten somit ein tieferes Verständnis und damit neue Wege für die Bindung und Auskopplung von THz-Oberflächenwellen liefern.

4. 3D-gedruckte Wellenleiter mit Auskoppelgitter

Im vorherigen Kapitel wurde ein plasmonischer Oberflächenwellenleiter mit einem Auskoppelgitter fester Periodizität versehen. Die ausgekoppelte Strahlung generiert die Besselstrahlform. Dieses Prinzip der Strahlformung mittels Gitterkopplers soll in diesem Kapitel anhand eines 3D-gedruckten Wellenleiters mit aufgedrucktem Auskoppelgitter aufgegriffen werden. Ziel ist es, die im Wellenleiter geführte Strahlung durch den Gitterkoppler in einem Fokuspunkt zu überlagern. Ein ganz ähnliches Auskoppelgitter wurde bereits für einen plasmonischen Wellenleiter demonstriert [150]. Wegen der äußerst reduzierten Komplexität der Herstellung neuer Bauteile ist die Arbeit an 3D-gedruckten THz-Optiken sehr interessant. Kam etwa für den Besselstrahlformer eine hochpräzise CNC-Fräse zum Einsatz, bei der die Herstellung der Probe sehr kostspielig und langwierig war, so ist das Herstellen von 3D-gedruckten Bauteilen kostengünstig und schnell. Dadurch kann der gesamte Zyklus Simulation, Herstellung und Messung innerhalb weniger Stunden durchgeführt werden und die Bauteile am realen Objekt optimiert werden.

Wellenleiter führen elektromagnetische Strahlung, wobei für den Frequenzbereich bis inklusive 10 GHz Koaxialkabel und darüber metallische Hohlleiter verwendet werden. Für die Kommunikation hat sich der optische Bereich mit ausschließlich dielektrischen Wellenleitern (Glasfasern) durchgesetzt. Grund dafür ist die geringere Dämpfung dielektrischer Wellenleiter und deren Flexibilität. Der THz-Bereich liegt im Übergangsbereich, d. h. für metallische Hohlleiter sind die Ohmschen Verluste in gängigen Metallen noch vertretbar, aber auch dielektrische Wellenleiter können bereits zum Einsatz kommen. Wenn man so will, sind die allerersten Experimente zum Auston-Switch, welche die Grundlagen zur Zeitbereichsspektroskopie liefern bereits erste THz-Streifenleiter in Gallium Arsenid [12, 13]. Seitdem wurden viele unterschiedliche Wellenleitergeometrien und Arten untersucht. Angefangen bei den Streifenleitern [187, 188] über dielektrische Wellenleiter [189–193] zu metallischen Hohlleitern [194–200] sind Wellenleiter im THz-Frequenzbereich gut erforscht. Konkrete Anwendungen von besagten Wellenleitern, wie etwa Sensoren [201–203] oder zum Frequenz (De)-Multiplexing [200, 204] wurden bereits demonstriert. Auch Arbeiten zur Ein- und Auskopplung in Wellenleiter [205, 206] wurden publiziert.

In diesem Kapitel wird ein 3D-gedruckter THz-Gitterkoppler vorgestellt. Vorherige Studien haben gezeigt, dass der 3D-Druck von THz-Bauteilen ein gangbarer Weg zur schnellen Erprobung neuartiger dielektrischer THz-Optiken ist [207–211]. Einige druckbare Polymere weisen eine niedrige Absorption $\alpha \sim 0,5 \text{ cm}^{-1}$ und einen nahezu dispersionsfreien Brechungsindex von $n \approx 1,56$ auf [212]. In dieser Arbeit wurde Polystyrol zum Druck verwendet. Auch Voruntersuchungen zu 3D-gedruckten dielektrischen Wellenleitern wurden

4. 3D-gedruckte Wellenleiter mit Auskoppelgitter

durchgeführt [213]. Das Konzept des Gitterkopplers [214] wurde bereits im Bessel-Strahlformerkapitel vorgestellt und wird hier wiederum ausgenutzt, um konstruktive Interferenz in einem Punkt oberhalb des Wellenleiters zu erzielen.

Im Folgenden wird kurz die notwendigste Theorie zu dielektrischen Wellenleitern vorgestellt und schließlich auf das Design des Gitterkopplers eingegangen. Mittels numerischer Simulationen werden die notwendigen Geometrieparameter für das Design des Wellenleiters optimiert und dieser mittels FDM hergestellt. Anschließend wird der Gitterkoppler an einem 120 GHz Mikrowellensystem charakterisiert und die gewonnenen Messdaten mit den Simulationen verglichen. Die Ergebnisse sind in [215] publiziert.

4.1. Theoretische Beschreibung

Dielektrische Wellenleiter basieren auf dem Prinzip der Totalreflektion, wobei der wellenführende Kern einen höheren Brechungsindex als der Mantel aufweist. Die im Kern propagierende Welle wird an den Rändern reflektiert. Eine geometrische Überlegung zeigt, dass die Welle sich in den meisten Fällen selbst auslöscht. Die durch konstruktive Interferenz erlaubten Winkel definieren die unterschiedlichen ausbreitungsfähigen Moden [216].

Eine vollständige analytische Lösung der Maxwellgleichungen ist nur im Fall einfachster Geometrien möglich, etwa für den planaren Schichtwellenleiter. Hier kann das Randwertproblem mittels Produktansatz gelöst werden und so die einzelnen Moden explizit angegeben werden. Bereits für den Fall des dielektrischen Wellenleiters mit rechteckigem Querschnitt, wie er in der Arbeit verwendet wird, lassen sich die Moden nicht mehr analytisch berechnen. Die Kenntnis der ausbreitungsfähigen Moden spielt aber gerade im vorliegenden Fall eine wichtige Rolle, da der auftretende Auskoppelwinkel wieder stark von der Propagationskonstante im Wellenleiter abhängig sein wird, also das Gitter an die Mode angepasst sein muss. Zwei Veröffentlichungen [217, 218] aus 1969 geben näherungsweise analytische Lösungsansätze für das vorliegende Problem an, wovon der von Marcatili [217] noch heute sehr populär ist. Die Modenberechnungen wurden in dieser Arbeit allerdings ausschließlich vollständig numerisch mit dem Eigenmodesolver von CST Microwave Studios durchgeführt. Damit ist die Berechnung der Dispersionsrelation für Moden beliebiger Ordnung möglich.

4.1.1. Planarer Schichtwellenleiter

Für ein grundlegendes Verständnis wird nun kurz die Lösung für den planaren Schichtwellenleiter durchgeführt, d. h. ein Wellenleiter der sich neben der Ausbreitungsrichtung x auch in eine transversale Richtung, hier y , nicht verändert. Die numerisch berechneten Ergebnisse für die volle Struktur werden dadurch anschaulicher verständlich. In dieser einfachen Geometrie ergeben sich TE- und TM-Moden. Im Folgenden werden kurz die TE-Moden genauer angeschaut. Für diese schwingt das elektrische Feld nicht in Ausbreitungsrichtung. Da es zudem unabhängig von y ist, gilt mit dem Ansatz $\vec{E} = E_y(z)e^{-i\omega t}e^{i\beta x}$

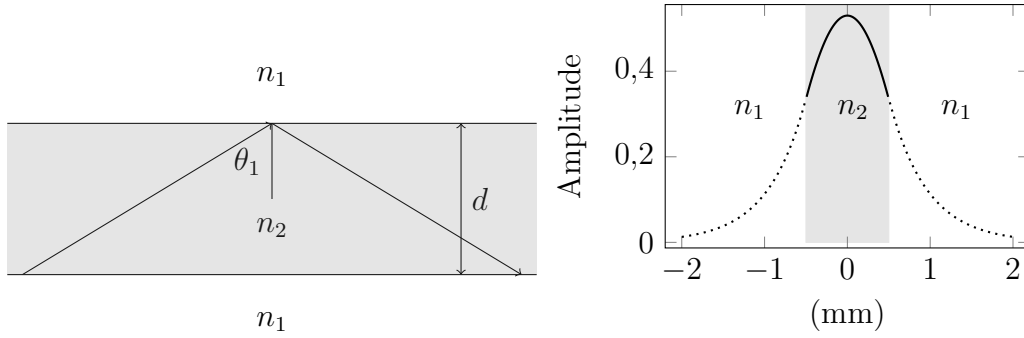


Abbildung 4.1.: Links: Geometrie des planaren Schichtwellenleiters. Der Kern mit Brechungsindex n_2 und Dicke d ist eingebettet in ein umgebendes Dielektrikum n_1 . Rechts: Illustration der symmetrischen TE Grundmode TE_0 .

aus der Helmholtzgleichung die folgende Differentialgleichung für das transversale Feld

$$\frac{\partial^2 E_y(z)}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} n_j^2 - \beta^2 \right) E_y(z) = 0. \quad (4.1)$$

Über die zusätzlichen Randbedingungen, d. h. die Stetigkeit der Normalenkomponente E_y und der Tangentialkomponente H_z an den beiden Grenzflächen, lassen sich die Lösungen in den einzelnen Teilbereichen zusammenfügen. In jeder Schicht gilt $E_y(z) = A_{j1}e^{ik_j z} + A_{j2}e^{-ik_j z}$ mit $k_j^2 = k_0^2 n_j^2 - \beta^2$ und zu bestimmenden Konstanten A_{jk} . Interessiert man sich nur für die Lösungen in denen das Feld im Mantel ($z < -d/2$ und $z > d/2$) abklingt und separiert man weiterhin wegen der Symmetrie der Geometrie die Lösungen in symmetrische und antisymmetrischen Lösungen, so lässt sich das Gleichungssystem erheblich vereinfachen. Das Abklingen der Lösung fordert $k_1 = k_3 = i\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_1^2} = i\gamma$ und $A_{11} = A_{32}, A_{12} = A_{31} = 0$ damit resultiert etwa für den symmetrischen Fall

$$\begin{pmatrix} e^{-\gamma d/2} & -\cos(k_2 d/2) \\ -\gamma e^{-\gamma d/2} & k_2 \sin(k_2 d/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{11} \\ A_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Wie aus der linearen Algebra bekannt, lässt sich die Lösungsmenge bestimmen indem die Determinante der Matrix null gesetzt wird. Der Zusammenhang zwischen β und ω ist somit durch die transzendente Gleichung

$$\frac{d}{2} k_2 \tan\left(k_2 \frac{d}{2}\right) = \gamma \frac{d}{2} \quad (4.3)$$

gegeben. Die Lösungen in den einzelnen Teilbereichen sind dann

$$E_y(z) = \begin{cases} A_{21} \cos(-k_2 z) & |z| \leq \frac{d}{2} \\ A_{11} e^{-\gamma |z|} & |z| > \frac{d}{2} \end{cases}. \quad (4.4)$$

Für den antisymmetrischen Fall ist die Vorgehensweise analog, die Lösungen allerdings entsprechend antisymmetrisch. Gleichung 4.3 definiert die ausbreitungsfähigen Moden des

4. 3D-gedruckte Wellenleiter mit Auskoppelgitter

Wellenleiters und deren Wellenlängen. Abbildung 4.2 a) zeigt die daraus resultierende Dispersionsrelation des Schichtwellenleiters. Für kleine Frequenzen nähert sich k dem Wert $k_0 = \omega/c$ an, für sehr hohe Frequenzen hingegen geht k asymptotisch gegen $k_0 n_2$. Dieses Verhalten ist zu erwarten, denn bei kleinen Frequenzen ist die Wellenlänge um ein vielfaches größer als die Schicht des Wellenleiters, dieser beeinträchtigt dann die Welle kaum, sie breitet sich nahezu ungestört aus. Für hohe Frequenzen ist gerade das Gegenteil der Fall. Die Wellenlänge ist viel kleiner als die Schichtdicke. Daher breitet sich die Welle fast wie im Vollmedium aus und reicht kaum in den Mantel hinein. Ein ähnliches Argument kann man umgekehrt für den Zusammenhang des effektiven Brechungsindex $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ und der lateralen Ausdehnung des Wellenleiters heranziehen, dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.2 b) dargestellt.

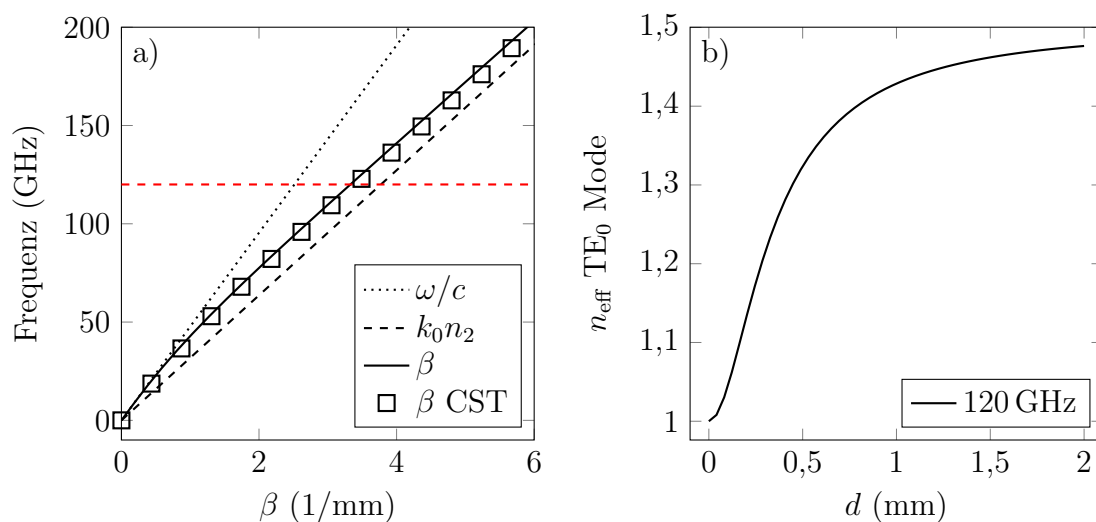


Abbildung 4.2.: a) Dispersionsrelation aus Gleichung 4.3. Die Propagationskonstante der Grundmode β liegt stets zwischen der Freistrah- und Vollmaterialausbreitungskonstante. Die rot gestrichelte Linie markiert die Frequenz $f = 120$ GHz. b) Abhängigkeit von n_{eff} von der Dicke d des Wellenleiters.

Die propagationsfähigen Lösungen haben gemeinsam, dass sie im Kern des Wellenleiters sinus- oder kosinusförmig sind und im umgebenden Dielektrikum exponentiell abfallen. Die Moden werden generell nach der Anzahl der Knoten nummeriert. Die Cutoff-Frequenz wird die Frequenz genannt, oberhalb welcher die entsprechende Mode ausbreitungsfähig wird. Für den dielektrischen Schichtwellenleiter hat die TE_0 Mode eine Cutoff-Frequenz von 0 GHz. Auch die Anzahl der Moden bei gegebener Dicke d der Schicht lässt sich aus Gleichung 4.3 ablesen. Sie ergibt sich aus der Periodizität der Tangensfunktion. Einmodige Ausbreitung ist gewährleistet wenn

$$k_0 d / 2 \sqrt{n_2^2 - n_1^2} < \pi / 2 \quad (4.5)$$

erfüllt ist.

4.1.2. Rechteckiger Dielektrischer Wellenleiter

Wie bereits angesprochen, gibt es nur näherungsweise analytische Verfahren für rechteckige dielektrische Wellenleiter. Es zeigt sich, dass es für rechteckige dielektrische Wellenleiter keine reinen TE und TM Moden mehr gibt. Man unterscheidet hier HE- und HM-Moden. Im Gegensatz zu den echten TE-Moden, bei denen das elektrische Feld in Ausbreitungsrichtung verschwindet, weisen HE-Moden nur ein hauptsächlich transversales elektrisches Feld auf, der Anteil in Ausbreitungsrichtung ist deutlich kleiner als der transversale Anteil der Mode, verschwindet aber nicht. Analog sind die HM-Moden zu verstehen.

Vorexperimente zeigten, dass die direkte Einkopplung in den Wellenleiter via End-Butt Kopplung [219], d. h. physikalischem Kontakt von Emittor und Wellenleiter, sehr effizient durchgeführt werden kann [213]. Daraus resultieren bereits geometrische Anforderungen an die herzustellende Struktur. Ausgehend von einer Querschnittsfläche von $1,1 \text{ mm} \times 1,1 \text{ mm}$, welche zumindest nach Formel 4.5 nur die Grundmode erlaubt, wird die Fläche über einer Länge von 40 mm auf eine Querschnittsfläche von $10 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ vergrößert. Auch numerische Simulationen zeigen, dass die anfängliche Querschnittsfläche tatsächlich nur die Grundmode HE_{00} für 120 GHz führen kann. Anschließend, im breiten Bereich des Wellenleiters, werden dann aber viele Moden ausbreitungsfähig. Die in Abbildung 4.3 gezeigten Moden sind allesamt HE_{j0} -Moden und weisen eine sehr ähnliche Propagationskonstante β auf. Bereits kleine Unregelmäßigkeiten an den Oberfläche des Wellenleiters kann Streuung in höhere Moden ermöglichen [218].

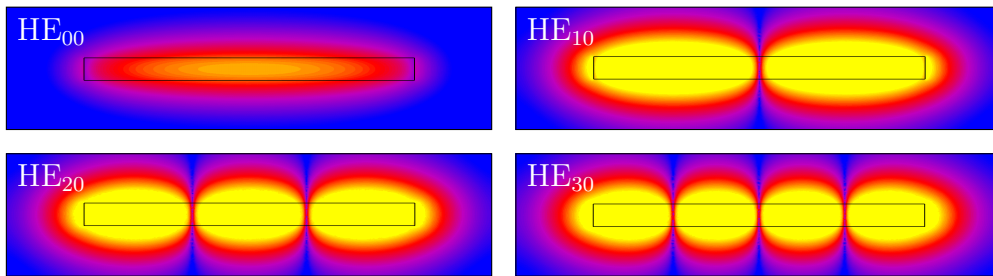


Abbildung 4.3.: Die ersten HE_{j0} Moden des Rechteckwellenleiters.

Die fundamentale HE_{00} -Mode wird im Wellenleiter geführt. Die Streuung an den Zähnen eines aufgebrauchten Gitterkopplers, wie im nächsten Kapitel vorgestellt werden wird, lässt sich auch anschaulich verstehen, wenn man sich den neuen Wellenleiter zusammengesetzt aus mehreren Rechteckwellenleitern mit jeweils konstanter Höhe $H = 1 \text{ mm}$ (kein Zahn) und $H = 1,8 \text{ mm}$ (Gitterzahn), vorstellt. Aus den unterschiedlichen Höhen resultiert ein Sprung im effektiven Brechungsindex der Fundamentalmode, welcher als Ursache für die Reflektion bzw. Streuung der Mode an den Störstellen des Gitters gesehen werden kann. Abbildung 4.4 zeigt die simulierte Dispersionsrelation der beiden Rechteckwellenleiter. Der Unterschied der Propagationskonstante ist mit Δk gekennzeichnet. Die gepunktete bzw. gestrichelte Linie stellen $k = \omega/c$ bzw. $k = n\omega/c$ dar. Aus Δk lässt sich über die Fresnel'sche Formeln bereits eine Abschätzung für die Transmission an dem jeweiligen Zahn geben. Das Ergebnis kann höchstens als Abschätzung dienen, da die einzelnen Zähne

4. 3D-gedruckte Wellenleiter mit Auskoppelgitter

deutlich kleiner sind als die Wellenlänge. Mit den gezeigten Simulationen ist aber auch die Propagationskonstante des Wellenleiters bekannt. Daher kann im nächsten Schritt die Verteilung der Gitterzähne angegangen werden kann.

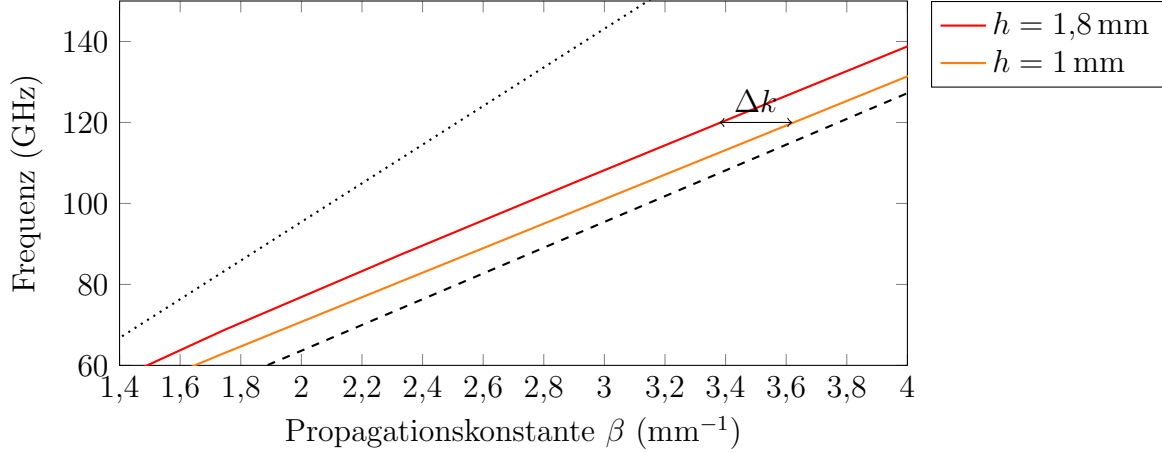


Abbildung 4.4.: Dispersionsrelation des Wellenleiters mit Breite $w = 10$ mm und Höhe $h = 1$ mm (rot) bzw. $h = 1,8$ mm (orange). Der schwarze Pfeil zeigt den Unterschied der Ausbreitungskonstante in beiden Wellenleitern an.

4.1.3. Gitterkoppler

Stellt man sich die einzelnen Zähne des Gitters als Streuzentren und damit gemäß Huygens'schen Prinzips als Ausgangspunkt von neuen Kugelwellen vor, so lässt sich eine anschauliche Herleitung für die benötigte Positionierung der Gitterzähne auf dem Wellenleiter geben. Abbildung 4.5 stellt die Zähne des Gitters dar. Die im Wellenleiter propagierende Welle ist als rote Linie veranschaulicht. Sollen sich nun alle gestreuten Wellen, in der Abbildung durch gestrichelte Halbkreise angedeutet, in einem Punkt $(0, f)$ konstruktiv überlagern, so müssen die Phasen folgende Bedingung erfüllen:

$$h_n k_0 n_0 + 2\pi n = x_n \beta + f k_0 n_0. \quad (4.6)$$

Diese Forderung, ergibt zusammen mit $h_n^2 = x_n^2 + f^2$ die Positionen der Störstellen und auch eine Interpretation der Gitterkopplung. Wie aus der obigen Formel ersichtlich, benötigt man um die Positionen der Zähne x_n zu berechnen, lediglich den gewünschten Fokusabstand f und die Propagationskonstante β im Wellenleiter. Diese kann aus Abbildung 4.4 abgelesen werden und ergibt sich zu $\beta = 3,53 \text{ mm}^{-1}$ für 120 GHz.

Setzt man den so gewonnenen Chirp x_n wieder in die Gitterkoppelgleichung

$$k_0 \sin(\theta_i) = \beta - \nu g_i \quad g_i = x_i - x_{i+1} \quad (4.7)$$

ein, so lassen sich damit die Winkel θ_i an jedem Zahn i berechnen. Abbildung 4.5 b) zeigt die daraus resultierenden Strahlen für die Beugungsordnungen $\nu = 1, 2, 3$. Ist der

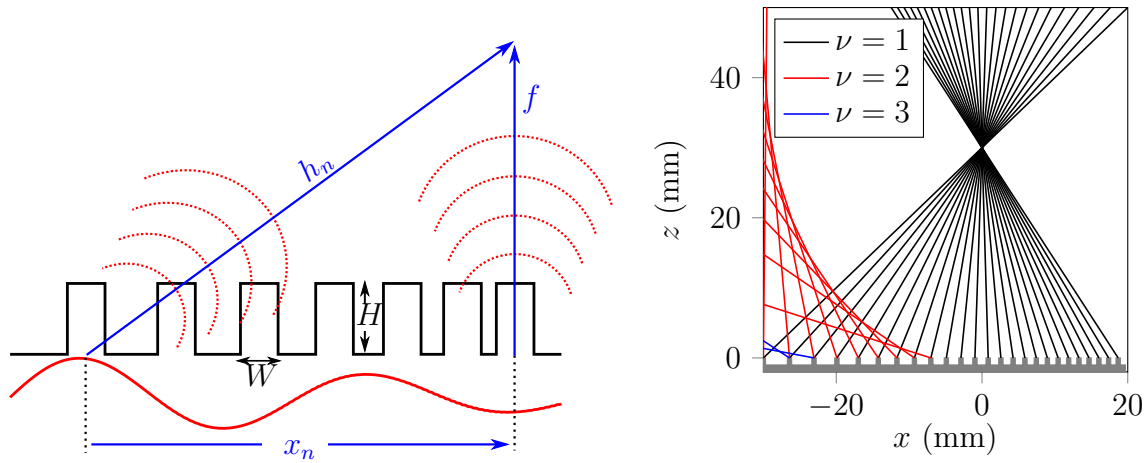


Abbildung 4.5.: Links: Die durch den Wellenleiter propagierende Welle (rot) wird an jedem Zahn des Gitters gestreut. Die entstehenden Kugelwellen überlagern konstruktiv im Fokus. Rechts: Die erste Beugungsordnung des geschirpten Gitters (schwarze Linien) überlagert konstruktiv in $(0,F)$, weitere Beugungsordnungen in rot und blau.

Gitterabstand $p_i = x_i - x_{i+1}$ groß genug, so werden auch höhere Beugungsordnungen ausgekoppelt. Die Strahlen dieser Beugungsordnungen verlaufen divergent, d. h. sie tragen nicht zum Fokus bei.

Es gilt nun einen guten Kompromiss zwischen verschiedenen Parametern des Auskoppelgitters zu finden. Ist die Gitterkonstante für viele Zähne groß, so geht viel Leistung in höheren Beugungsordnungen verloren. Will man dies vermeiden, darf der Auskoppelwinkel nicht zu flach werden, das reduziert wiederum die Anzahl der Zähne des Gitters. Rechts vom Fokus ($x > 0$) rücken die Zähne zudem immer mehr zusammen, sodass hier bald ein Limit erreicht wird, da jeder Zahn eine gewissen Ausdehnung besitzen muss. Nicht nur die Anzahl der Zähne ist entscheidend, auch ihre Geometrie. Sie sollten die Mode im Wellenleiter nur wenig stören, sodass der Einfluss eines jeden Streuers in etwa identisch ist. Im Folgenden wird mittels numerischer Simulation ein guter Kompromiss der verschiedenen Parameter gefunden.

4.1.4. Simulation

Die Simulation des Gitterkopplers wurde mit dem Zeitbereichssolver von CST Microwave Studio durchgeführt. Der Gitterkoppler wurde in der Software entworfen, simuliert und in einem zum 3D-Drucker kompatiblen CAD Format exportiert. Die Anregung der Grundmode ist in der Simulation immer gewährleistet, daher wird im Simulationsmodell auf die Verjüngungssektion verzichtet. Die Positionen der Gitterzähne wurden mit Formel 4.6 berechnet. Alle relevanten Parameter sind nochmals in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Abbildung 4.6 zeigt die E_y -Komponente des elektrischen Feldes bei 120 GHz. Deutlich zu erkennen ist die geführte Mode im Wellenleiter für $|z| < 0,5$ mm. Die Feldverteilung für

4. 3D-gedruckte Wellenleiter mit Auskoppelgitter

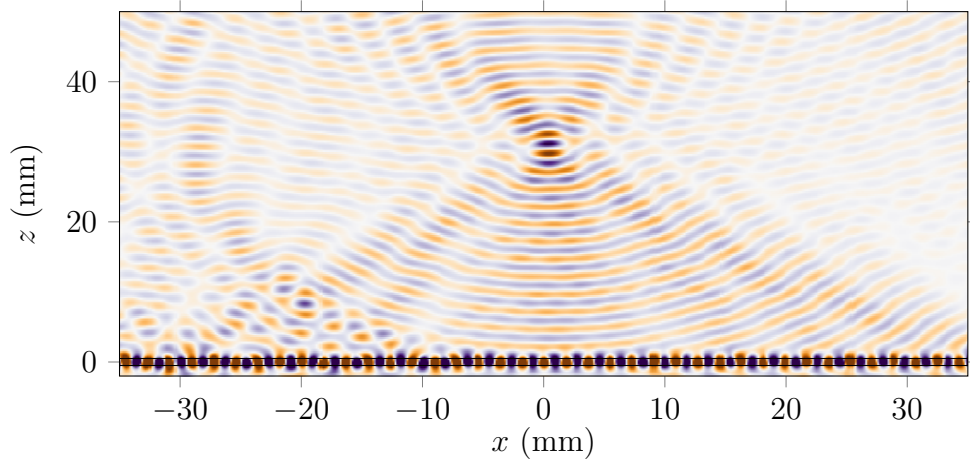


Abbildung 4.6.: E_y -Komponente bei 120 GHz in der xz -Ebene. Der angestrebte Fokuspunkt ist $(0, 30 \text{ mm})$. Farblich codiert ist die Feldamplitude E_x dargestellt.

$z > 0,5 \text{ mm}$ zeigt das gewünschte Verhalten, d. h. die Phasenfronten sind gekrümmt, sodass sie sich schließlich im Fokuspunkt $(0, f)$ konstruktiv überlagern. Aus den Überlegungen zur Gitterkoppelgleichung 4.7 wurde deutlich, dass die Feldverteilung bei $x < -20 \text{ mm}$ durch das Auskoppeln höherer Beugungsordnungen erklärt werden kann, vergleiche auch Abbildung 4.5. Für die weitere Optimierung der Gitterzähne hinsichtlich maximaler Leistung im Fokus wurden weitere Simulationen durchgeführt. Hierfür gilt zu beachten, dass die Dimensionen W und H der Gitterzähne aus Abbildung 4.5 a) die Propagationskonstante im Wellenleiter leicht beeinflussen. Eine genaue Optimierung umfasst daher zwei Schritte. Zunächst werden die Höhe H sowie die Dicke W angepasst und die daraus folgende Propagationskonstante β bestimmt. Mit dieser wird im zweiten Schritt die Position der Gitterzähne berechnet und auf den Wellenleiter erneut verteilt. Im Fokuspunkt wird schließlich ein zweidimensionaler Gauß-Fit durchgeführt, um über die Halbwertsbreiten eine Aussage über die Fokussierung treffen zu können. Prinzipiell ließe sich auch die Form der Gitterzähne variieren. Da sich die gegenwärtigen Abmessungen der rechteckigen Gitterzähne aber in der Nähe der Auflösungsgröße des 3D-Druckers befinden, lassen sich andere Formen nur bedingt von dem rechteckigen Querschnitt unterscheiden.

Abbildung 4.8 zeigt exemplarisch einen solchen Fit. Der Fokuspunkt ist stark vergrößert dargestellt und besitzt typischerweise eine ovale Form in der xz Ebene. Da das Gitter in y -Richtung geradlinig ist, spiegelt der Fokuspunkt in y -Richtung die Feldverteilung der Wellenleitermode wider. Aus der Analyse verschiedener Rechteckprofile für die Gitterzähne geht aus den Abbildungen 4.7 eine optimale Höhe von $H = 0,7 \text{ mm}$ und eine optimale Breite von $W = 0,8 \text{ mm}$ hervor. In Abbildung 4.8 b) ist zudem der Energiefluss im Wellenleiter in x -Richtung dargestellt. Für den Gitterkoppler liegt die Dämpfung bei $\alpha_{GC} \sim 0,7 \text{ dB cm}^{-1}$, was somit zugleich als Abschätzung für die ausgekoppelte Leistung dienen kann. In den Simulationen sind Streuverluste durch Herstellungsfehler nicht berücksichtigt. Integriert man schlussendlich noch die z -Komponente des Poyntingvektors im Fokuspunkt und bildet das Verhältnis zur insgesamt eingekoppelten Leistung, so lässt sich ein Wert für die Effizienz

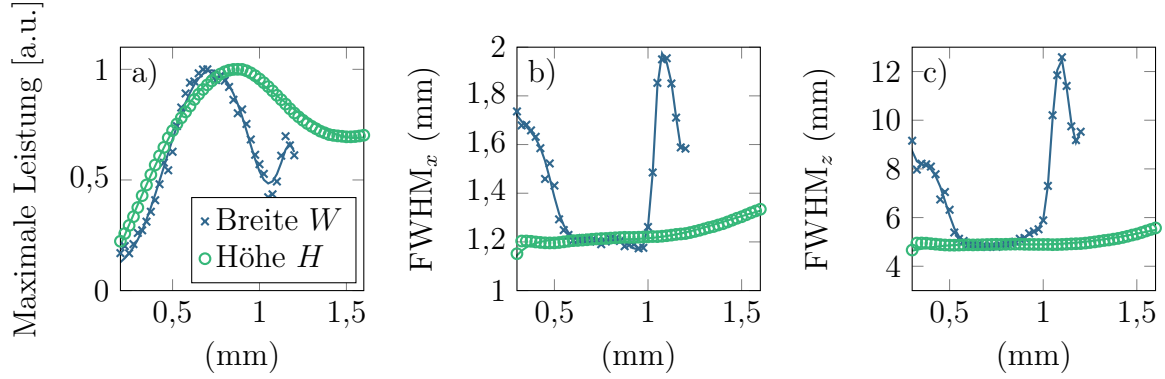


Abbildung 4.7.: a) Leistung im Zentrum des Fokus. b) und c) Halbwertsbreite in x bzw. z Richtung. In allen Abbildungen wurde die Breite W oder Höhe H der Gitterzähne variiert, wobei der jeweils andere auf $W = 0,65$ mm, bzw. $H = 0,8$ mm konstant gehalten wurde.

Tabelle 4.1.: Zusammenfassung der relevanten Parameter für den Gitterkoppler.

Parameter	Wert	Beschreibung
$w \times l$	10 mm \times 1 mm	Breite \times Höhe Wellenleiter
l_s	80 mm	Länge des Gitters
l_v	30 mm	Länge der Verjüngung
A	1,5 mm \times 1,5 mm ²	Querschnitt Endfacette
$H \times W$	0,8 mm \times 0,7 mm	Höhe Gitter \times Breite Zahn
f	30 mm	Fokusbereich
n	1,53	Brechungsindex PS
β	3,47 mm ⁻¹	Propagationskonstante
α	0,7 dB cm ⁻¹	Verlust Wellenleiter
FWHM _x \times FWHM _z	1,2 mm \times 5 mm	Halbwertsbreite Fokus

des Gitterkopplers angeben. Sie bezieht sich mit $\eta_{\text{sim}} = \frac{P_{\text{focus}}}{P_{\text{in}}} = 30\%$. Die Transmission und Rückreflektionen im Wellenleiter wiederum können direkt aus den S_{ij} Parametern aus der Simulation bestimmt werden, $T_{\text{WG,sim}} = |S_{21}|^2 = 25\%$ und $R = |S_{11}|^2 \sim 2\%$. Da im aktuellen Design kein zusätzlicher Resonator in z -Richtung vorgesehen ist [220] entsteht symmetrisch zum Fokus in $+z$ -Richtung ein ebensolcher Fokus in $(0, -f)$. Damit lässt sich nun die Leistung in den ungewollten höheren Beugungsordnungen abschätzen zu $1 = |S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 + 2\eta + 2\eta_{\text{höhere Ordnung}}$, also $\eta_{\text{höhere Ordnung}} \sim 6\%$.

Zusammenfassend sind mit den vorliegenden Simulationen alle notwendigen Bausteine vorhanden um die Herstellung und experimentelle Charakterisierung des Gitterkopplers beginnen zu können. Simulationen zeigen, dass mit dem gewählten Chirp tatsächlich ein Fokuspunkt oberhalb des Wellenleiters entsteht. Alle für die Herstellung relevanten Parameter sind der Übersicht halber nochmals in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

4. 3D-gedruckte Wellenleiter mit Auskoppelgitter

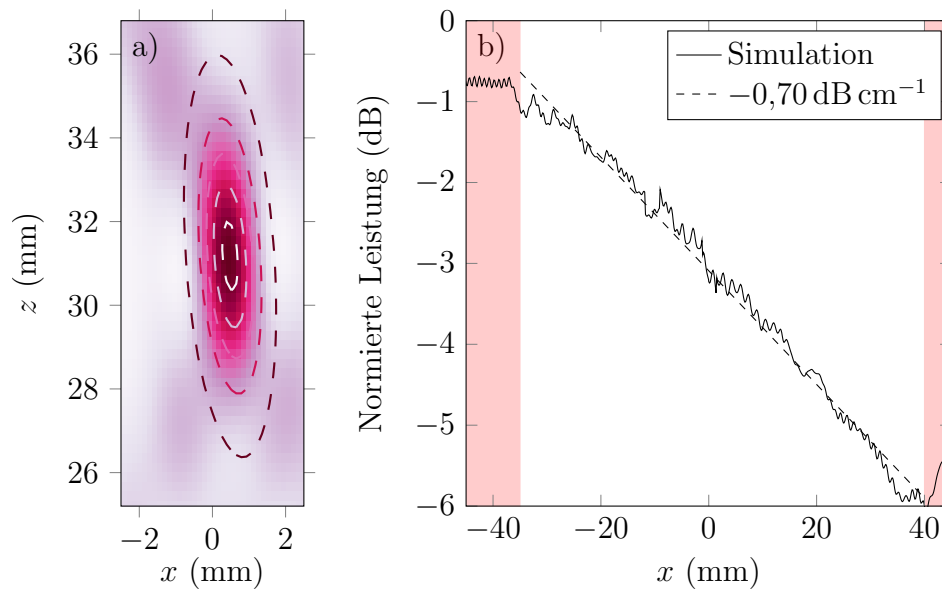


Abbildung 4.8.: a) Vergrößerte Darstellung des durch den Gitterkoppler erreichten Fokuspunktes in der xz -Ebene. Die Konturlinien zeigen den durchgeführten zweidimensionalen Gauß-Fit. b) Energiefluss in x Richtung (Poyntingvektor S_x) im Wellenleiter, logarithmisch aufgetragen. Die gestrichelte Linie stellt einen linearen Fit dar. Rot hinterlegt: Bereich des Wellenleiters ohne Störstellen.

4.2. Messung

Bedingt durch die Auflösungsgrenze des verfügbaren 3D-Druckers wurde der Gitterkoppler für eine Frequenz von 120 GHz ausgelegt. Dies ist für eine Charakterisierung mittels THz TDS zu niedrig. Daher kam für die Messungen ein Mikrowellensender zum Einsatz. Im Folgenden wird kurz das 3D-Druckverfahren und das Messsystem vorgestellt, ehe auf die Resultate zum Gitterkoppler eingegangen wird.

4.2.1. Herstellung

Der verwendete 3D-Drucker ist ein kommerziell erhältlicher Drucker der Firma Ultimaker. Dieser druckt mittels sogenannter Schmelzschichtung (FDM, engl. für Fused Deposition Modeling), d. h. ein Kunststofffilament wird durch eine beheizte Düse gedrückt und dort aufgeschmolzen. Die Düse wird computergesteuert bewegt und trägt so Schicht für Schicht auf. Entscheidend für die Anwendbarkeit des 3D-Druckverfahrens für die Herstellung von THz-Bauelementen ist neben der Transparenz des verwendbaren Materials auch die Auflösung des Druckes. Die Auflösung wird über die Genauigkeit der Schrittmotorsteuerung der Düse, den Düsendurchmesser und die minimale Schichthöhe festgelegt. FDM kann die Dauer des Testzyklus von neuen Bauelementen deutlich verringern und ermöglicht auch die Herstellung von komplexeren Formen, welche zum Teil nur schwierig mit subtraktiven Fertigungsverfahren umsetzbar wären. Für den Druck des Gitterkopplers wurde eine Düse

mit einem Durchmesser von $400\text{ }\mu\text{m}$, eine ungefähre Schichthöhe von $100\text{ }\mu\text{m}$ und eine Temperatur der Düse von 235°C verwendet. Genauere Angaben zum FDM finden sich in der Dissertation von S. Busch [221] und in der Masterarbeit von M. Weidenbach [222].

4.2.2. Mikrowellensystem

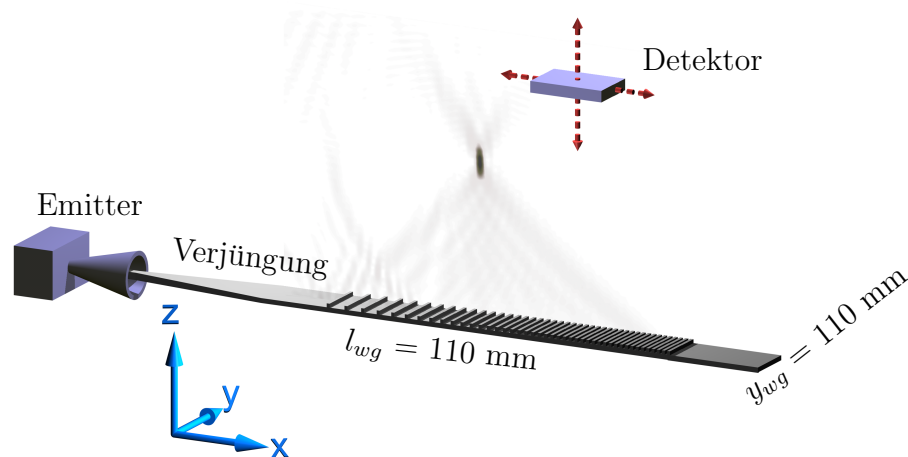


Abbildung 4.9.: Experimenteller Aufbau mit den wichtigsten Abmessungen. Der Wellenleiter wird passend für die Horn-Antenne des Emitters hergestellt. Über eine Verbreiterungssektion wird der Wellenleiter schließlich auf seine finale Abmessung von $10\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ gebracht. Der Detektor kann frei im Raum bewegt werden und so die abgestrahlte Leistung gemessen werden.

Die Messungen zum Gitterkoppler wurden mit einem 120 GHz Dauerstrich (continuous wave – cw) Mikrowellensystem durchgeführt. Abbildung 4.9 zeigt eine Schemazeichnung des Messaufbaus. Als Emitter kommt eine Gunn-Diode (QTM-C015RF) zum Einsatz, welche linear polarisierte elektromagnetische Strahlung aussendet und ca. 30 mW Ausgangsleistung besitzt. Die gemessene Spannung am Empfänger (QEA-C0FBFP) ist proportional zur einfallenden Leistung und wird mit einem Oszilloskop ausgelesen. Der Emitter ist mit einem ca. 3 cm langem Horn versehen, welches die Mikrowellenstrahlung vorkollimiert. Für die genutzte End-Butt-Kopplung wird die $1,5\text{ mm} \times 1,5\text{ mm}$ Querschnittsfläche in das Horn eingeführt. Wie auch in [219] gezeigt wird, ist die Einkopplung in den Wellenleiter am besten, wenn ein direkter physikalischer Kontakt von Emitter und Wellenleiter gewährleistet werden kann. Dies wurde in unseren Experimenten bestätigt. Der Hohlraum zwischen Emitter und Wellenleiter wirkt, wenn vorhanden, wie ein Fabry-Pérot Oszillator. Die Länge des Hohlraums wird dann ganz entscheidend für die Einkoppleffizienz. Im Fall des Gitterkopplers wurde die Endfacette daher so hergestellt, dass sie genau in die Hornantenne gesteckt werden kann. Der Detektor hat eine Detektorfläche von etwa 2 mm^2 . Für die orts aufgelösten Messungen des Gitterkopplers wurde das Horn am Detektor abmontiert,

4. 3D-gedruckte Wellenleiter mit Auskoppelgitter

um eine möglichst präzise Ortsauflösung gewährleisten zu können. Der Empfänger ist für diese Messungen auf einen motorisierten xyz -Positioniertisch befestigt und kann frei in einem Quader der Maße $20\text{ cm} \times 20\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ bewegt werden.

4.2.3. Ergebnisse

Im ersten Schritt wurde der Detektor in der xz -Ebene verfahren und die Leistung oberhalb des Gitterkopplers gemessen. Abbildung 4.10 stellt die Simulationsergebnisse und die Messung für die $y = 0$ Ebene nebeneinander. Qualitativ stimmen beide sehr gut überein. Die Messung bestätigt somit, dass die Propagationskonstante korrekt simuliert wurde und ferner, dass selbst das feine Gitter ausreichend genau von dem 3D-Drucker hergestellt werden konnte. Es fällt auf, dass der Fokus im Experiment eine leicht andere Form hat und sich auch an einer etwas anderen Stelle ausbildet. Ein Teil dieses Effektes lässt sich auf die Präzision des 3D-Druckers schieben, der gerade beim Gitter an der Auflösungsgrenze arbeitet. Die absolute Lage des Fokuspunktes kann auch durch eine nicht ausreichend sorgfältige Kalibrierung des Mess-Koordinatensystems zurückgeführt werden. Es fällt allerdings auf, dass, wenn die Simulationen bei leicht niedrigeren Frequenzen (etwa 110 GHz) durchgeführt werden, eine sehr ähnliche Verbiegung des Fokuspunktes beobachtet wird. Entweder ist die emittierte Strahlung der Gunn-Diode nicht genau bei 120 GHz, oder aber wahrscheinlicher gibt es systematische Abweichungen der gedruckten Struktur von der Soll-Struktur. Genauere Untersuchungen haben ergeben [222], dass die gedruckten Wellenleiter tatsächlich leicht geringere Abmessungen, gerade was die Schichtdicken betrifft, aufweisen als gewünscht. Die zum Teil beobachtete systematische Abweichung von etwa 10 % könnte einen Großteil der Formveränderung des Fokuspunktes erklären, denn damit einher geht eine Veränderung der Propagationskonstante. Wegen der kleineren Abmessungen ist diese leicht niedriger, somit ist das Gitter nicht mehr perfekt an die Mode angepasst, der Fokuspunkt wandert und verbreitert sich.

In Abbildung 4.11 ist eine Messung der Leistung durch die Fokusebene $z = 30\text{ mm}$ dargestellt. Auch hier lässt sich ein geringfügig vergrößerter Fokus, gerade in x -Richtung im Vergleich zur Simulation ausmachen. Die Ausdehnung in y -Richtung wird sehr gut reproduziert.

Um experimentell zumindest eine grobe Abschätzung für die Effizienz des Gitterkopplers angeben zu können, wurden zwei weitere Messungen durchgeführt. Zum einen wurde die Emission aus dem Hornemitter direkt nach dem Horn ohne Wellenleiter vermessen, siehe Abbildung 4.12 b). Zum anderen wurde die ausgekoppelte Leistung hinter dem Wellenleiter bestimmt, indem die Leistungsmessung in der $x = 40\text{ mm}$ Ebene durchgeführt wurde, Abbildung 4.12 c). Integriert man nun die Messwerte der jeweiligen Ebenen auf und dividiert sie durch die Eingangsleistung, so kann ein experimenteller Wert für die Effizienz angegeben werden. Dieser gilt nur unter der Voraussetzung dass tatsächlich nur sehr kleine Einkoppelverluste auftreten und somit die integrierte Leistung über die Ebene 4.12 b) der Eingangsleistung entspricht. Der so ermittelte Wert $\eta_{\text{exp}} = \frac{P_{\text{focus}}}{P_{\text{in}}} = 14\%$ und die Transmission $T_{\text{WG,exp}} = 18\%$ unterscheiden sich von den simulierten Werten. Da die Transmission annähernd korrekt bestimmt wurde, lässt sich vermuten, dass ein größerer

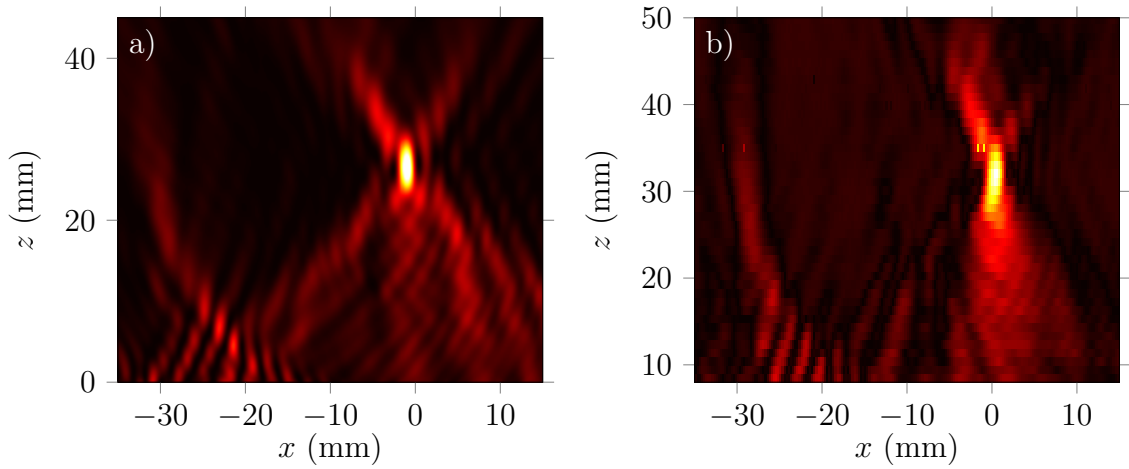


Abbildung 4.10.: a) Simulation des Energieflusses in z -Richtung in der xz -Ebene für $y = 0$. b) Messung in derselben Ebene. Die Messung bestätigt die Simulation, eine leichte Diskrepanz der Lage des Fokuspunktes ist feststellbar. Neben dem klaren Punktfokus sind auch die Effekte höherer Beugungsordnungen in der Messung für $x < -20$ mm sichtbar.

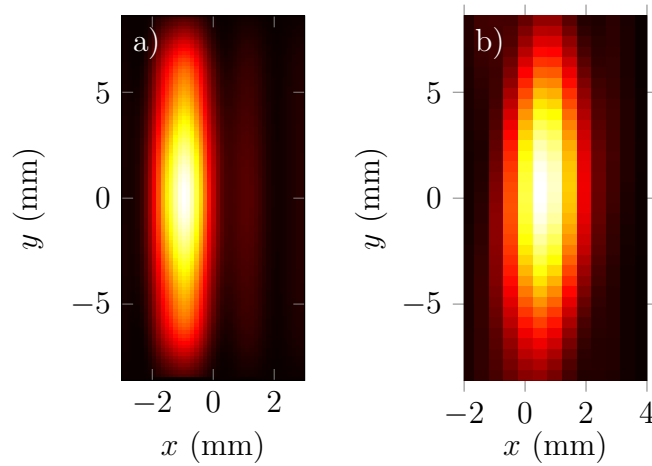


Abbildung 4.11.: a) Simulationsergebnisse des Energieflusses in z -Richtung für die xy -Ebene durch den Fokus ($z = 30$ mm), b) Messung in derselben Ebene. Sowohl Messung als auch Simulation zeigen einen ovalen Fokuspunkt. Dieser hat in etwa dieselbe Ausdehnung in y -Richtung wie die Grundmode HE_{00} im Wellenleiter. Der Fokuspunkt im Experiment ist in x -Richtung verbreitert.

4. 3D-gedruckte Wellenleiter mit Auskoppelgitter

Teil durch Streuverluste verloren geht.

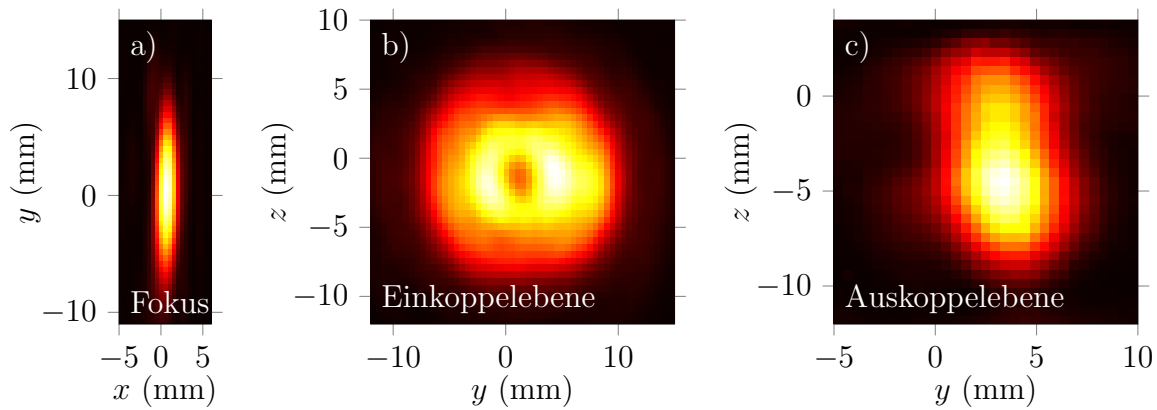


Abbildung 4.12.: Experimentelle Bestimmung der Effizienz des Gitterkopplers mittels dreier Messungen der Leistung. a) Leistung im Fokus ($z = 30$ mm Ebene), b) Eingangsleistung, yz -Ebene direkt hinter dem Hornemitter ohne Wellenleiter und c) Transmission, yz Ebene für $x = 40$ mm, direkt hinter der Endfacette des Wellenleiters.

Für einen quantitativen Vergleich der Qualität des Fokuspunktes kann auch aus den experimentell ermittelten Werten eine Halbwertsbreite in allen Raumrichtungen durch den Fokuspunkt berechnet werden. Abbildung 4.13 zeigt die jeweiligen Schnitte durch den Fokus. Die Messdaten ergeben eine Halbwertsbreite von $\text{FWHM}_x = 2,2$ mm, $\text{FWHM}_y = 12$ mm und $\text{FWHM}_z = 9$ mm. Abgesehen von der Ausdehnung in y -Richtung, die mit der gegenwärtigen Struktur nicht kontrolliert wird, sind die Halbwertsbreiten fast doppelt so groß wie simuliert. Der Hauptgrund hierfür dürfte in der bereits angesprochenen systematischen Abweichung des Drucks von der gewollten Geometrie liegen. Nichtsdestotrotz lässt sich festhalten, dass sich qualitativ eine sehr gute Übereinstimmung von Simulation und Messung erreichen konnte.

4.3. Diskussion der Ergebnisse

In dem letzten Kapitel wurde ein Wellenleiter vorgestellt, der durch ein auf die Oberfläche aufgebrachtes Gitter die im Wellenleiter geführte Strahlung auskoppelt und gezielt in einem Punkt fokussiert. Theorie, Simulation und Messungen stimmen gut überein. Besonders hervorzuheben ist allerdings die innovative Herstellungsmethode mittels 3D-Druck. Als Demonstration der beeindruckend schnellen und kostengünstigen Herstellung von strahlformenden Elementen für den THz-Bereich kann der Gitterkoppler sehr gut dienen. Auch wird mit dem Konzept des 3D-Druckes ein interessanter Weg aufgezeigt, fort von langwierigen Simulationen und aufwendigen Herstellungsmethoden, hin zur Optimierung gewünschter Bauteile direkt am Prototyp. Geht es um das demonstrierte Bauteil, so sind hier noch viele Stellschrauben für mögliche Verbesserungen unangetastet geblieben. Möchte man

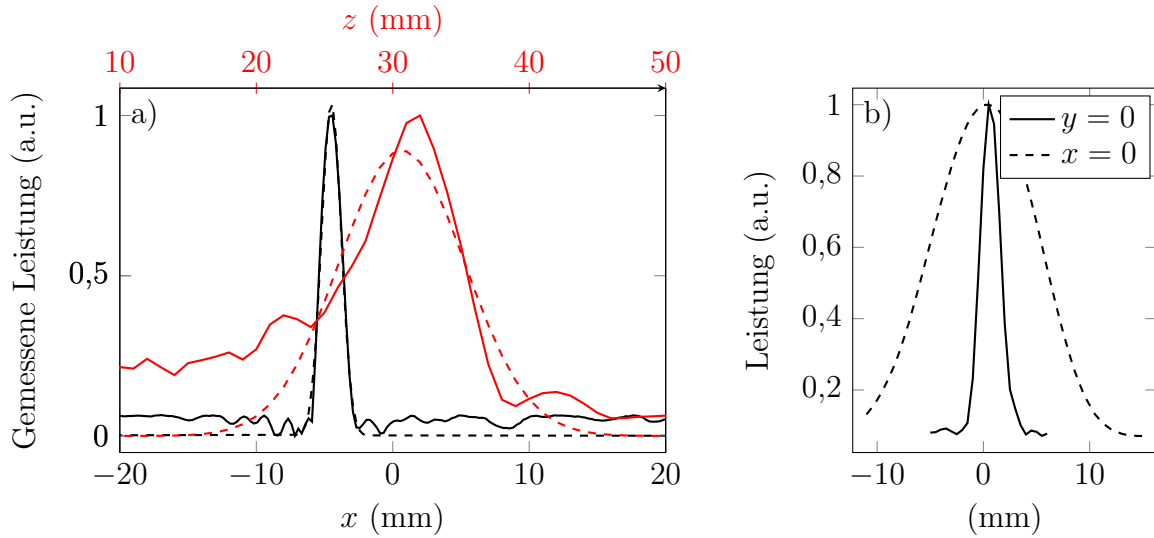


Abbildung 4.13.: Leistungsverteilungen entlang von Schnitten durch den Fokus. a) Schwarz: $y = 0$ mm, $z = 30$ mm, Rot: $y = 0$ mm, $x = 0$ mm. Gestrichelte Linien: Gauss-Fits. b) Schnitt für $z = 30$ mm, Schwarz: Leistung entlang x -Koordinatenachse, Gestrichelte Linie: Leistung entlang y -Koordinatenachse.

die Effizienz des Gitterkopplers verbessern, so wäre eine erster Ansatzpunkt die Form der Gitterzähne. Etwa Blazegitter (dreieckige Zähne) sind bekannt dafür, dass sie gezielt in die gewünschte Beugungsordnung auskoppeln. Es ist davon auszugehen, dass sich der 3D-Druck in den nächsten Jahren hinsichtlich Auflösungsvermögen deutlich verbessern wird, sodass die heutigen Limitation evtl. schon bald überholt sein werden. Dann dürften Verluste durch Ungenauigkeiten in der Herstellung deutlich reduziert werden können. Mit dem aktuell verfügbaren Modell lässt sich noch kein Blaze-Gitter in der gewünschten Auflösung herstellen. Eine deutliche Verbesserung der Effizienz ließe sich auch erreichen, wenn die momentan noch symmetrische Auskopplung (in etwa gleich in $\pm z$ -Richtung) nur in eine Richtung geführt werden könnte. Ansätze dazu mittels unterliegendem Reflektor sind in der Literatur bereits ausgiebig diskutiert worden und könnten auch auf den hier vorgestellten Gitterkoppler übertragen werden. Insgesamt bietet der Bereich 3D-Druck von THz-Optiken noch viele Möglichkeiten für weitere Forschungen. Seien es die hier angesprochenen Verbesserungen des Gitterkopplers oder auch 3D-gedruckte Wellenleiterstrukturen, photonische Kristalle, Prismen, Linsen, Bragg-Gitter. Ganz neu ist etwa der Ansatz, Koppler mit einer als topologische Optimierung bekannten Methode zu entwerfen. Die resultierenden Strukturen versprechen deutlich höhere Effizienz, vielseitige Anwendungen und weniger Platzbedarf und ließen sich mittels 3D Drucker herstellen. Es wäre spannend, die am Computer berechneten Strukturen direkt ausdrucken und charakterisieren zu können und somit zu diesem, auch für photonische Anwendungen interessanten, Forschungsgebiet beitragen zu können.

5. Gedruckte Metamaterialien

Im Bessel-Strahlformer Kapitel wurde gezeigt, dass eine periodische Strukturierung von metallischen Oberflächen die Oberflächenzustände stark verändern kann und dadurch neuartige Wechselwirkungen mit THz-Wellen ermöglicht. Ganz ähnlich eröffnet die selektive Metallisierung eines dielektrischen Substrates einen umfangreichen Spielraum zur maßgeschneiderten Interaktion von elektromagnetischer Strahlung und Materie. Die wohl spannendsten Möglichkeiten dieser neuen Materialien sind vielleicht die Realisierung von Materialien mit negativen Brechungsindex [223–227], der perfekten Linse [228] und das Verstecken von Gegenständen („invisible Cloak“ [229, 230]). Die Veränderung des Brechungsindex der künstlich hergestellten Materialien wird typischerweise durch die periodische Wiederholung einer Subwellenlängen großen Zelle (Einheitszelle) erreicht. Die dielektrischen Eigenschaften werden über die Dimensionen und die Geometrie der Einheitszelle festgelegt. Da die Einheitszellen deutlich kleiner sein sollen als die Wellenlänge, sind Metamaterialien für den optischen Bereich nur schwierig herzustellen. Es werden komplexe und teure Herstellungsverfahren wie etwa die Elektronen-Strahl-Lithographie benötigt. Die ersten Metamaterialien wurden daher im Mikrowellenbereich demonstriert. Die benötigten Strukturgrößen skalieren mit der Wellenlänge, weshalb zur Herstellung von Metamaterialien für den Mikrowellenbereich photochemische Verfahren zum Einsatz kommen können. Die hierfür benötigte Technologie ist in der Herstellung von Leiterplatten etabliert und kommerziell verfügbar. Ein eng verwandtes Pendant zu den Metamaterialien ist das im Mikrowellenbereich schon seit langem untersuchte Forschungsfeld der frequenzselektiven Oberflächen (FSS, engl. für Frequency Selective Surfaces), welche gerade in der Radartechnik eine Bedeutung haben.

Der THz-Frequenzbereich eignet sich besonders gut zur experimentellen Überprüfung von neuartigen Metamaterialstrukturen. Die Strukturierung der Oberflächen lassen sich für die im THz-Bereich nötigen Längenskalen im Mikrometerbereich gut mit etablierten Technologien wie etwa der Photolithographie herstellen [231]. Ferner existiert mit der frequenz- und phasenaufgelösten THz-Zeitbereichsspektroskopie eine experimentelle Methode, mit der der effektive Brechungsindex und die effektive Absorption von Metamaterialstrukturen mit einer einzigen Messung bestimmt werden können [232–235]. Dazu ergänzend stellen die Nahfeld-Methoden in der THz-Zeitbereichsspektroskopie weitere interessante experimentelle Möglichkeiten dar, um etwa die Stromverteilung auf den metallisierten Oberflächen direkt zu bestimmen.

Oft wird argumentiert, dass THz-Metamaterialien lediglich zum Testen neuer Strukturen hergestellt werden, welche dann wenn erprobt, in den optischen Bereich skaliert werden können. Es ist allerdings davon auszugehen, dass THz-Metamaterialien durch die weitere Entwicklung von elektronischen Emittlern und Detektoren für den unteren THz-

5. Gedruckte Metamaterialien

Frequenzbereich in Zukunft interessant werden.

Im Folgenden wird als ein neues Herstellungsverfahren für THz-Metamaterialien der Aerosol-Jet Druck von demonstriert [236, 237]. Dieses digitale Druckverfahren ermöglicht die prototypische Herstellung von THz-Metamaterialien auf nahezu beliebige Substrate. Beachtenswert sind die zugänglichen Strukturgrößen, es werden Linienbreiten der Metallstrukturen bis etwa zehn Mikrometer demonstriert. Das Verfahren hebt sich hinsichtlich der feinen Linienbreiten damit von dem bereits vorgestellten Inkjet Druck von THz-Metamaterialien [234, 238, 239] ab. Gerade zur Kombination von verschiedenen Metamaterialien, ist der Druck auf PET-Folie interessant [240] da Folien mit verschiedenen Funktionalitäten beliebig aufeinander gelegt werden können.

Photolithographisch wurden bereits äußerst viele Anwendungsideen für den THz-Bereich von Metamaterialien realisiert. So existieren Veröffentlichungen zu den klassischen Resonator-Strukturen wie etwa Split-Ring Resonatoren [241, 242], Split-Ringen mit hohen Gütefaktoren [243–245], negativem Brechungsindex [246, 247], der Demonstration von inversen Metamaterialien [248, 249], Absorbern [250], oder Frequenzfilter [251, 252] und Metamaterialien in Wellenleitern [253]. Viel Interesse gilt auch sogenannten „schaltbaren“ Metamaterialien, deren THz-Transmission etwa durch Einstrahlung von Licht oder durch das Anlegen einer elektrischen Spannung verändert werden kann [254–258]. Anwendungsbezogener ist etwa die Verwendung von Metamaterialien um Brechungsindexänderungen detektieren zu können [259].

Da die Theorie von Metamaterialien nicht auf den speziellen Frequenzbereich eingeschränkt ist, gibt es hier einige allgemeingültige Veröffentlichungen [260–265]. Am interessantesten sind die resonanten Metamaterialstrukturen wie etwa Split-Ring Resonatoren. Die Berechnung der auftretenden Resonanzfrequenzen ist oft nicht trivial. So spielen die Geometrieparameter des individuellen Resonators aber auch die Wechselwirkung der periodisch angeordneten Resonatoren eine Rolle für die auftretenden Resonanzen. Man unterteilt die auftretenden Resonanzen grob in elektrische- und magnetische Resonanzen [266, 267], welche anhand ihrer Stromverteilungen voneinander unterscheidbar sind und welche an entweder elektrisches oder magnetisches Feld koppeln [268, 269].

Motiviert wurde die hier untersuchte Metamaterialstruktur durch die Veröffentlichung von N. Born [270]. In dieser wurden asymmetrische Split-Ring Resonatoren untersucht. Durch die Anordnung verschiedener Split-Ring-Resonatoren (Zwei verschiedene Radien - Alternierend), kann auf den Ringen nicht nur die fundamentale Dipolresonanz der einzelnen Split-Ring Resonatoren angeregt werden, sondern auch weitere Resonanzen, welche durch die kapazitive Kopplung benachbarter Resonatoren verursacht werden. Es wird in der oben zitierten Arbeit gezeigt, dass die Anregung der so entstehenden gekoppelten Resonanzen sehr stark von dem Einfallswinkel der THz-Strahlung abhängt, das Metamaterial somit winkelsensitiv genannt werden kann. Befindet sich mehr als ein Resonator in der Einheitszelle eines Metamaterials, so wie im vorliegenden Fall, nennt man die Einheitszelle manchmal auch Metamolekül. Solche Metamaterialien eignen sich im besonderen gut, um die Kopplungsmechanismen zwischen individuellen Resonatoren untersuchen zu können [271–274].

Im Folgenden wird ein THz-Metamaterial bestehend aus Ring-Resonatoren (CRR, engl.

für Closed Ring Resonator) mit dem für die Herstellung von THz-Metamaterialien neuartigen Aerosol-Jet Druck auf eine flexible PET-Folie hergestellt. Im ersten Schritt, Kapitel 5.1 wird überprüft, inwieweit diese Technologie zur Herstellung von THz-Metamaterialien geeignet ist. Hierzu werden die hergestellten Proben unter dem Mikroskop untersucht und die Leitfähigkeit der aufgetragenen Strukturen gemessen. Im zweiten Schritt wird die THz-Transmission mittels THz TDS breitbandig bestimmt und mit Simulationsdaten verglichen, siehe Kapitel 5.2. Vorgestellt werden zwei Probenserien, die zum einen den Einfluss des Abstands der Metamoleküle voneinander untersuchen und zum anderen den Einfluss der Ringgrößenasymmetrie.

5.1. Das Herstellungsverfahren

Das Aerosol-Jet Druck (AJ-Druck) Verfahren ist ähnlich zum Inkjet-Druck (Tintenstrahldruck) ein digitales Druckverfahren. Es zählt zu den kontaktfreien, generativen Fertigungsverfahren. Die Tinte (das Aerosol) wird aufgestäubt und in einem Stickstoff-Strahl mitgerissen. Dieser wird aerodynamisch fokussiert und so werden die Tintenpartikel auf das Substrat aufgebracht. Das Aerosol besteht aus Tröpfchen mit einem mittleren Durchmesser im sub-Mikrometer bis zum unteren Mikrometerbereich. Das so beschriebene Verfahren kann mit ganz unterschiedlichen funktionalen Tinten angewendet werden und ermöglicht den Druck von Strukturgrößen bis etwa $10\text{ }\mu\text{m}$. Durch die freie Beweglichkeit der Druckdüse eignet sich das Druckverfahren hervorragend für den Druck einer beliebigen zweidimensionalen Struktur. Der Druckpfad wird mit einer computergestützten (CAD) Software berechnet. Detailliertere Informationen über die Methode sind in den Veröffentlichungen [236, 275–277] nachzulesen. Die im Folgenden untersuchten THz-Metamaterialien wurden am Lichttechnischen Institut in Karlsruhe (LTI, KIT) von R. Eckstein hergestellt.

5.1.1. Proben

Es sind mehrere Proben gefertigt worden, alle mit geschlossenen Ring-Resonatoren (CRR) als Strukturierung. Dabei besteht jedes Metamolekül des Metamaterials aus vier Resonatoren. Entlang der Diagonalen befinden sich jeweils gleiche Resonatoren. Somit wechseln sich die Ringe mit unterschiedlichen Radien r_1 und r_2 entlang der Koordinatenachsen x und y ab, vergleiche Abbildung 5.1. Die leitenden Ringe wurden auf einem flexiblen PET-Substrat (Melinex 506) der Dicke $d = 175\text{ }\mu\text{m}$ unter Verwendung einer Silbernanopartikel-Tinte gedruckt (Silverjet DGP-40LT-15C). Für das Gelingen des Druckes sind die Oberflächeneigenschaften des Substrats und die weiteren Parameter des Aerosoljets entscheidend. Die Oberflächenspannung des Substrats ist vom Hersteller als 40 mN m^{-1} angegeben. Für eine gute Aerosolbildung wurde die Silbertinte im Verhältnis 1:1 mit dem Lösungsmittel 3-Heptanon verdünnt. Dieses Vorgehen reduziert die Oberflächenspannung und die Viskosität der Tinte und ermöglicht so eine bessere Zerstäubung im Ultraschallzerstäuberabschnitt des Druckkopfes. Insgesamt können durch die Prozessierung feinere Strukturen möglichst

5. Gedruckte Metamaterialien

spannungsfrei hergestellt werden. Die weiteren Druckparameter sind im Folgenden angegeben, weitere Details lassen sich in der Dissertation von Ralph Eckstein [278] nachlesen. Für den Druck kam eine Keramikdüse mit $100\text{ }\mu\text{m}$ Öffnung zum Einsatz. Die Druckgeschwindigkeit betrug 5 mm s^{-1} , der Gasstrom (N_2) 10 scm^3 , der Gasstrom im Zerstäuber 12 scm^3 , die Temperatur des Substrats $120\text{ }^\circ\text{C}$ und die Temperatur des Druckkopfes $40\text{ }^\circ\text{C}$. Der Brechungsindex und Absorptionskoeffizient des Substrats wurden zuvor mit THz TDS charakterisiert und auf $n = 1,74$ und $\alpha = 6,4\text{ cm}^{-1}$ bei 600 GHz bestimmt. Die Messdaten hierzu wurden im Grundlagenkapitel zur Diskussion der Fehlerfortpflanzung verwendet, die Transmission ist in Abbildung 2.15, und die ausgewerteten optischen Konstanten sind in Abbildung 2.16 dargestellt.

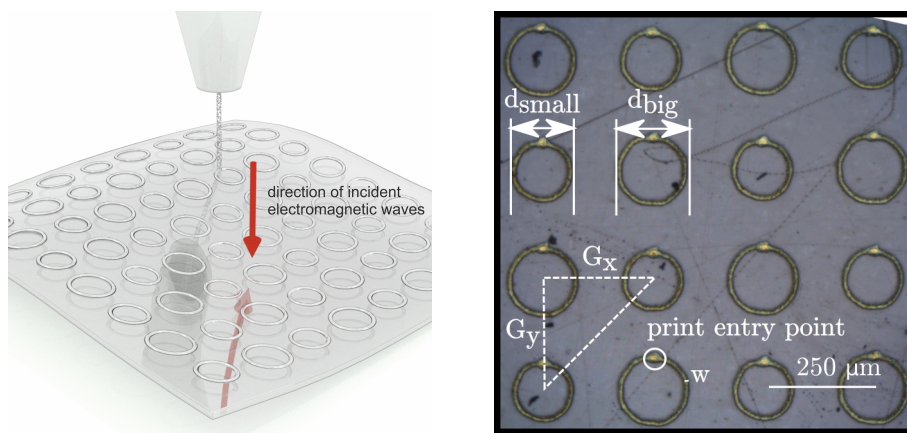


Abbildung 5.1.: Links: Illustration des Druckprozesses, Grafik von Ralph Eckstein [278]. Rechts: Mikroskopaufnahme einer Probe. Grau: die PET-Folie, Metallisch: die Metamaterialstruktur.

Insgesamt gab es fünf Iterationen von Proben, jeweils Herstellung und Messung, ehe zu den hier präsentierten finalen Ergebnissen gelangt werden konnte. Anfängliche Probleme mit dem Substrat (erst Kapton) konnten durch einen Wechsel auf PET gelöst werden. Die letzten zwei Iterationen, bei denen zwei verschiedene Parameterstudien durchgeführt wurden, werden im Folgenden gezeigt. Zum einen sind Proben mit unterschiedlichen Skalierungsparametern $sp = r_2/r_1$ von 0,7 bis 0,86 für eine Gitterperiode von $G_x = G_y = 250\text{ }\mu\text{m}$ untersucht worden. Zum anderen wurden die Radien der CRR konstant gehalten, $r_1 = 75\text{ }\mu\text{m}$ und $r_2 = 105\text{ }\mu\text{m}$, und die Abstände der Resonatoren G_x und G_y variiert. In dieser Probenreihe wurden Proben mit Gitterkonstanten von $200\text{ }\mu\text{m}$ bis $500\text{ }\mu\text{m}$ hergestellt.

5.1.2. Charakterisierung der Druckqualität

Die hergestellten Strukturen wurden zunächst unter dem Mikroskop untersucht. Die optischen Messungen am KIT wurden mit einem Mikroskop (Nikon Eclipse i80) durchgeführt, Abbildung 5.2. Unabhängige Mikroskopaufnahmen wurden in Marburg durchgeführt, welche zur quantitativen Evaluation der Druckeigenschaften herangezogen wurden. Zum Einstellen der Linienbreite wurden zunächst gerade Linien gedruckt, vgl. Abbildungen 5.2 a-b).

5.1. Das Herstellungsverfahren

Es ist ersichtlich, dass bei der demonstrierten Linienstärke von $13\text{ }\mu\text{m}$ eine ununterbrochene Linie gedruckt werden kann. Ein erster Test des Druckbildes ist in Abbildung 5.2 c) dargestellt. Es zeigt sich, dass am Ansatz- und Endpunkt eines jeden Ringes zuviel Tinte platziert wird, weshalb eine nahezu kugelförmige Kappe im Druckbild deutlich zu sehen ist. Für eine quantitative Überprüfung der gedruckten Ringradien wurde die Fläche von etwas über einhundert gedruckten Ringe bestimmt und daraus der mittlere Radius errechnet. Abbildung 5.3 zeigt die daraus resultierende Verteilung der Ringradien der großen (r_1) und kleinen Ringe (r_2). Die Auswertung der mittleren Ringradien ergibt für Probe $\langle r_1 \rangle = 106 \pm 2,0\text{ }\mu\text{m}$ für den großen und $\langle r_2 \rangle = 81,1 \pm 1,2\text{ }\mu\text{m}$ für den kleinen Ring, was jeweils einer Abweichung von weniger als 2 % entspricht.

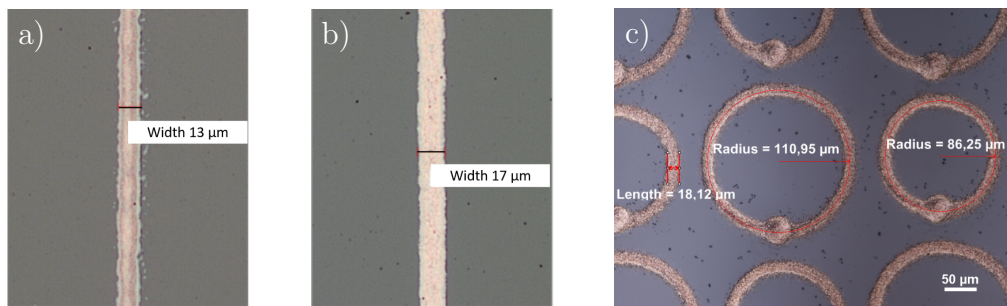


Abbildung 5.2.: Mikroskopaufnahmen: a) Mittels Aerosol-Jet-Print aufgebrachte Linie aus Silbertinte der Dicke $13\text{ }\mu\text{m}$, b) $17\text{ }\mu\text{m}$, c) Hergestellte Struktur, alternierende geschlossene Ringe. Bilder a) und b) aus [278].

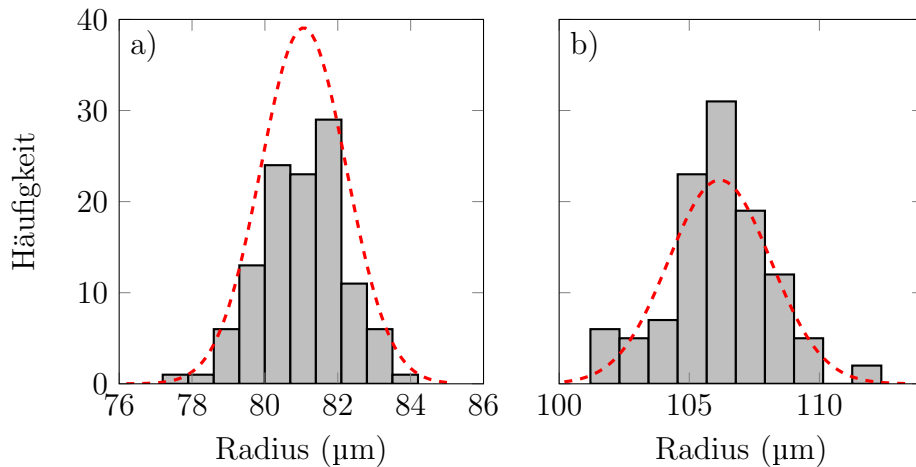


Abbildung 5.3.: Statistik der Ringradien. a) Kleine Ringe, b) Große Ringe. Jeweils in rot gestrichelt: Gauß-Fit der Verteilung.

Weiterhin wurden drei-dimensionalen Oberflächenprofile aufgezeichnet (Weißlichtinterferometrie, Sensofar Plu Neox 3D-Profilometer). Ein derart gemessenes Oberflächenprofil findet sich in Abbildung 5.4 a). Die genauere Auswertung in b) offenbart, dass die mittlere

5. Gedruckte Metamaterialien

Höhe des Druckes bei etwa 400 nm liegt, während am Druckansatzpunkt die gewollte Druckhöhe und -breite jeweils um etwa den Faktor zwei überschritten wurde. Die ungewollte Anisotropie der hergestellten Struktur ist durch den Druckprozess bedingt und lässt sich nicht ganz vermeiden. Im Folgenden wird mittels numerischen Simulationen der Einfluss des Druckansatzpunktes untersucht. In Abbildung 5.5 ist die Veränderung der THz-Transmission durch den Druckansatzpunkt (DAP) dargestellt. Hierfür trifft die Strahlung in a) senkrecht zur Metamaterialoberfläche und in b) unter einem 20 Grad Winkel zur Oberfläche ein. Es wurden jeweils nur die Ergebnisse für eine in y -Richtung polarisierte (s) Welle angegeben. In p-Polarisation sind identische Ergebnisse erzielt worden. Unabhängig davon, ob der Druckansatzpunkt in der Simulation berücksichtigt wurde (gestrichelte Linie), oder gar verkippt zur Polarisierung vorliegt (rot) ergibt sich stets nur eine im Vergleich zur Simulation ohne DAP (schwarz) vernachlässigbar veränderte Transmission. Diese numerischen Ergebnisse legen Nahe, dass der, bei der Produktion von Metamaterialien durch Aerosol-Jet Druck, unvermeidbare DAP für die THz-Transmissionsmessungen eine untergeordnete Rolle spielt.

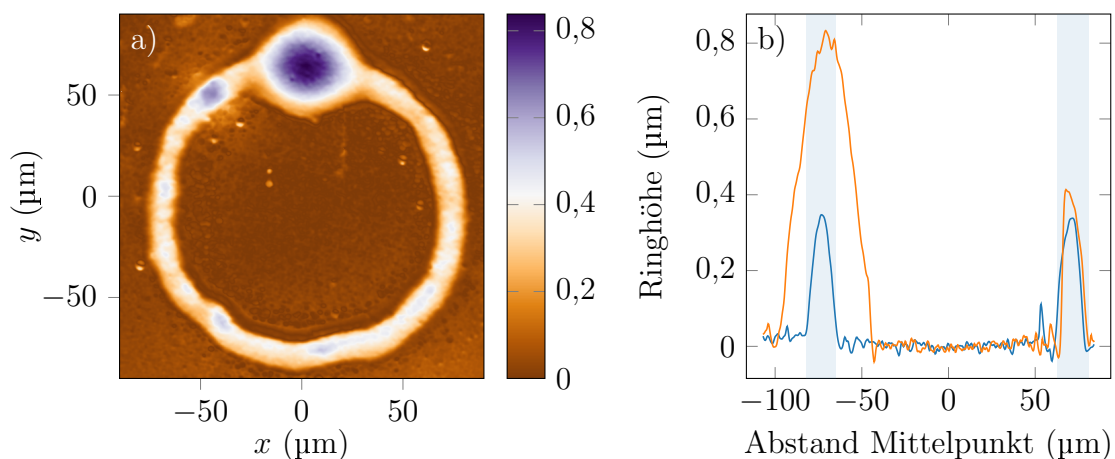


Abbildung 5.4.: Höhenprofil eines gedruckten Resonators. a) Farblich kodiert ist die Höhe in μm . b) Schnitt für $x = 0$ (orange) und $y = 0$ (blau). Messungen durch Ralph Eckstein [278].

5.1.3. Leitfähigkeit

Für die Resonanzgüte von THz-Metamaterialien ist unter anderem die Leitfähigkeit der Metallisierung ausschlaggebend. Die Leitfähigkeit hängt bei dem verwendeten Druckverfahren entscheidend von der nachträglichen Verbindung der einzelnen Silberpartikel ab [279, 280]. Diese werden vor dem Druck in einem flüssigen Lösungsmittel gelöst, welches sich nach dem Druck verflüchtigen soll. Schließlich bleiben nur die Silberpartikel auf dem Substrat zurück. Die PET-Folie wird für diesen Zweck auf etwa 120 °C erhitzt und für eine Zeitdauer von mindestens 20 Minuten ausgeheizt. Anschließende Leitfähigkeitsmessungen (Zwei-Punktmessung) ergeben eine spezifische Leitfähigkeit von $\sigma = 4,4 \text{ MS m}^{-1}$, was in etwa 7 %

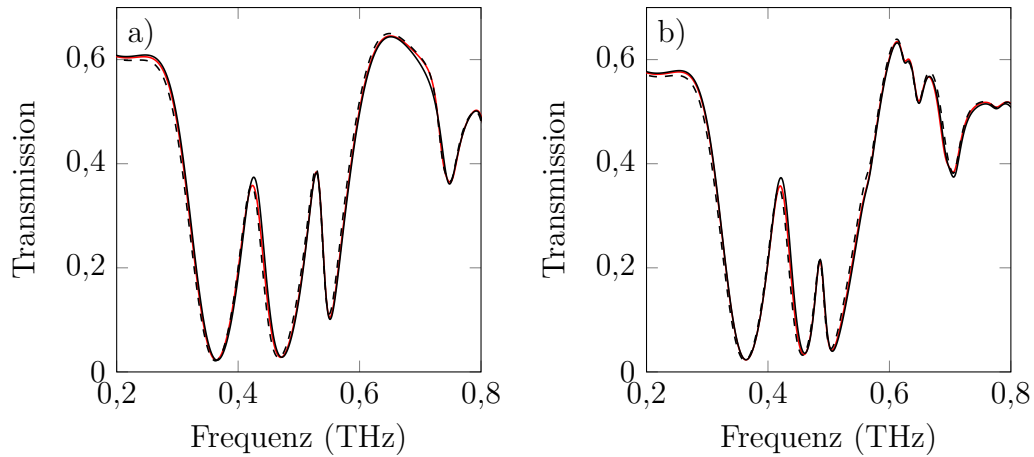


Abbildung 5.5.: Der Einfluss des Druckansatzpunktes (DAP): a) Einfallswinkel THz-Strahlung: 0 Grad, b) 20 Grad. Linien jeweils: Schwarze Linie: Transmission ohne DAP, Gestrichelt: symmetrischer DAP (0-Grad zur Polarisierung der THz-Strahlung), Rot: Asymmetrischer DAP (35-Grad zur THz-Strahlung).

der Leitfähigkeit von Silber entspricht. Die in Abbildung 5.6 gezeigten Rasterelektronenmikroskopaufnahmen (REM) zeigen ein detailliertes Bild der Oberflächenbeschaffenheit der gedruckten metallischen Ringe. Durch die hohen Anforderungen an die Linienbreite liegt eigentlich immer eine Einzellage verbundener Silberkörner vor. Aus einer Auszählung der Korngrößen ergibt sich ein durchschnittlicher Radius der Silberpartikel von etwa $0,55\ \mu\text{m}$, vergleiche auch Abbildung 5.7. Wie in anderen Publikationen gezeigt [281, 282] hängt die Porosität der vorgefundenen Strukturen direkt mit der Ausheiztemperatur und Ausheizzeit zusammen, welche dadurch entscheidend die erreichbare Leitfähigkeit festlegt. Weiterhin erklärt die vorgefundene, durch die niedrige Ausheiztemperatur bedingte, schlechte Verbindung der einzelnen Silberpartikel die beobachtete reduzierte Leitfähigkeit.

Im Folgenden wird experimentell untersucht, ob die Verbindung der Silberpartikel durch nachträgliches Ausheizen verbessert werden kann. Indirekt kann in den THz-Transmissionsmessungen beobachtet werden, ob die Leitfähigkeit der Ringe durch nachträgliches Ausheizen verbessert wurde. Eine Erhöhung der Leitfähigkeit der Metamaterialstrukturen spiegelt sich immer in einer leichten Frequenzverschiebung der minimalen Transmission und einer Verringerung des absoluten Transmissionsminimums wider. Heizt man die Proben nachträglich weiter aus, kann keine weitere Leitfähigkeitssteigerung erreicht werden, was durch die Messdaten in Abbildung 5.8 gezeigt wird. In Abbildung 5.8 a) sind THz-Transmissionsmessdaten dargestellt. Die beobachtete THz-Transmission ist unabhängig von der Dauer des nachträglichen Ausheizens, was auch in Abbildung 5.8 b) zum Ausdruck kommt, in der das Minimum der Transmission über die Ausheizzeit aufgetragen ist. Die beobachteten Schwankungen liegen im Bereich des Messfehlers, ein Trend ist nicht erkennbar. Schlussendlich lässt sich sagen, dass die Leitfähigkeit nachträglich nicht mehr verbessert werden kann und der niedrige Wert der Leitfähigkeit keine hohen Q-Faktoren für die zu beobachtenden Resonanzen erwarten lässt. Bei der anstehenden Verbesserung der

5. Gedruckte Metamaterialien

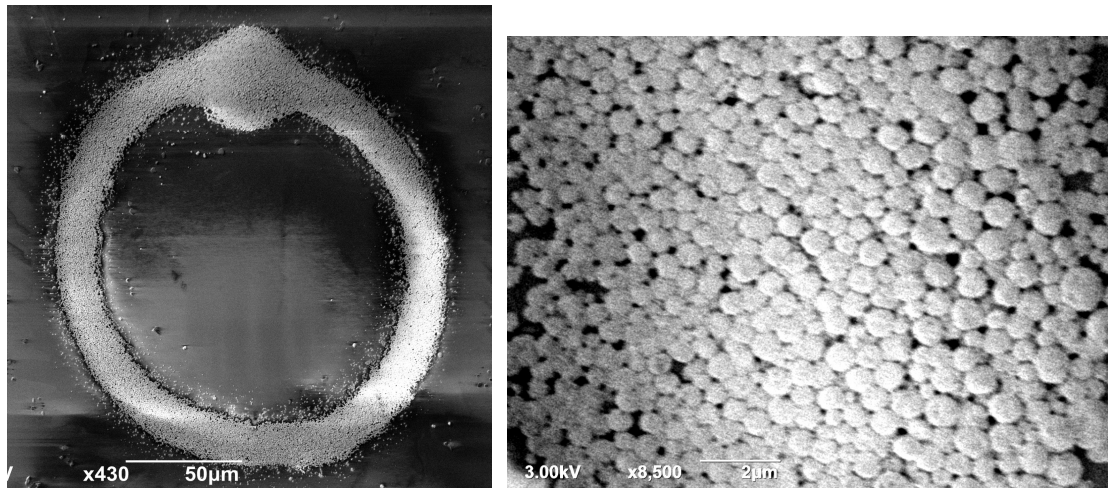


Abbildung 5.6.: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen einer hergestellten Probe. Links: Kompletter Ring, Rechts: Kleiner Ausschnitt aus metallisierten Bereich. REM Messungen aufgenommen in Kooperation mit AG Stolz, WZMW Marburg.

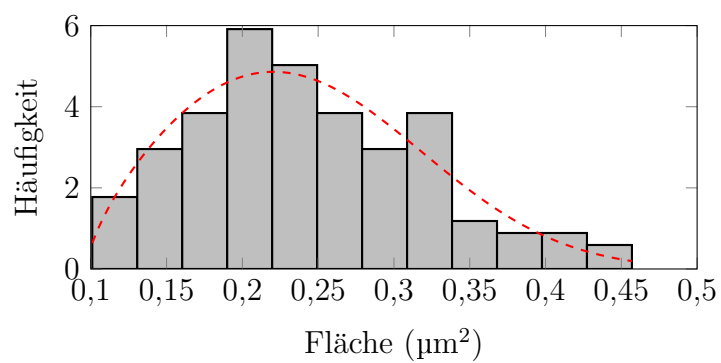


Abbildung 5.7.: Histogramm der Korngrößen. Die Flächen wurden aus Abbildung 5.6 b) bestimmt. Stichprobengröße $N = 301$.

Strukturen sollte daher zunächst die Suche nach einem besseren Substrat gegangen werden. Ein Substrat, welches deutlich höheren Ausheiztemperaturen standhält, erlaubt den Druck von deutlich besser verbundenen Strukturen und so die Herstellung von Metamaterialien mit drastisch höheren Gütefaktoren der Resonanzen.

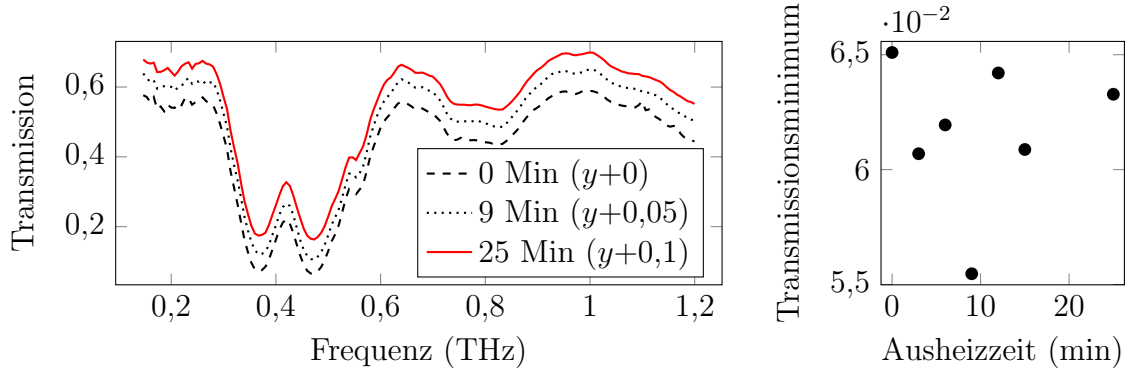


Abbildung 5.8.: a) THz-Transmission für verschiedene Ausheizzeiten. b) Das Minimum der Transmission für verschiedene Ausheizzeiten.

5.2. Terahertz-Messungen

Die THz-Transmissionsmessungen wurden an einem kommerziellen THz-Zeitbereichsspektrometer (TeraFlash-System [47]) durchgeführt. Für die Charakterisierung der Metamaterialien genügt es die THz-Transmission, also

$$T = \left\| \frac{E_{\text{sam}}(\omega)}{E_{\text{ref}}(\omega)} \right\|^2 \quad (5.1)$$

auszuwerten. Alle Messungen wurden unter Ausschluss von Wasserdampf durchgeführt. Für die Auswertungen der Transmissionsmessungen wurde als Referenz die unprozessierte Folie verwendet. Dies hat insofern einen Vorteil gegenüber einer Auswertung mit einer Luftmessung als Referenz, als dass die bei der geringen Dicke der Folie unvermeidbaren Etalonresonanzen aus dem Transmissionsspektrum geteilt werden. Die so präsentierten Transmissionsdaten sind dann unabhängig von der Dicke der verwendeten Folie. Da für die Resonanz-Frequenzen der Ringstrukturen immer auch ein effektiver Brechungsindex, zusammengesetzt aus Brechungsindex der umgebenden Luft und des Substrats eingeht, ist der Brechungsindex der Folie dennoch ein entscheidender Parameter für die beobachteten Resonanzen.

5.2.1. Ringgrößenverhältnis

Die erste Messreihe umfasst die in Tabelle 5.1 dargestellten Geometrieparameter. Sie zielt darauf ab, durch Veränderung des Verhältnisses der beiden Ringradien die Kopplung zwischen den unterschiedlichen Resonatoren zu optimieren. Hierzu wurden Proben hergestellt,

5. Gedruckte Metamaterialien

bei denen lediglich der Ringradius des kleineren der beiden Ringe (r_2) von $75\text{ }\mu\text{m}$ in $5\text{ }\mu\text{m}$ Schritten bis $90\text{ }\mu\text{m}$ verändert wurde.

Abbildung 5.9 zeigt die gemessenen Transmissionsspektren für die vier Proben. Es fallen deutlich drei Absorptionsminima auf. Eines bei etwa $f_1 = 0,33\text{ THz}$, ein weiteres bei $f_2 \sim 0,44\text{ THz}$ und ein drittes Minimum bei $f_3 \sim 0,55\text{ THz}$. Während f_1 für alle Proben nahezu unverändert ist, verändert sich die Lage des Transmissionsminimums in der Nähe von f_2 mit den unterschiedlichen Radius des kleinen Ringes r_2 stark. Für steigende Radien schiebt es hin zu immer größeren Frequenzen. Das dritte Minimum ist schwächer ausgeprägt. Am deutlichsten sichtbar ist es jedoch für den größten Unterschied der beiden Radien r_1 und r_2 . Für größere Ringradien r_2 nimmt die Tiefe des Minimums ab und die zugehörige Frequenz verringert sich. Diese experimentellen Beobachtungen sind ebenfalls in Abbildung 5.9 b) graphisch dargestellt. Trägt man die Lage der Resonanzfrequenzen f_1 bzw. f_2 gegenüber dem Radius des kleinen Ringes r_2 auf, so bestätigt sich der eben beschriebene Zusammenhang.

Tabelle 5.1.: Gemessene Geometrieparameter der verschiedenen Proben.

Beschreibung		Probe 7	Probe 8	Probe 9	Probe 10
Radius groß	r_1 (μm)	110,9	110,9	110,9	110,9
Radius klein	r_2 (μm)	75,5	80,4	86,2	91,2
Linienbreite	w (μm)	19	18	18	20

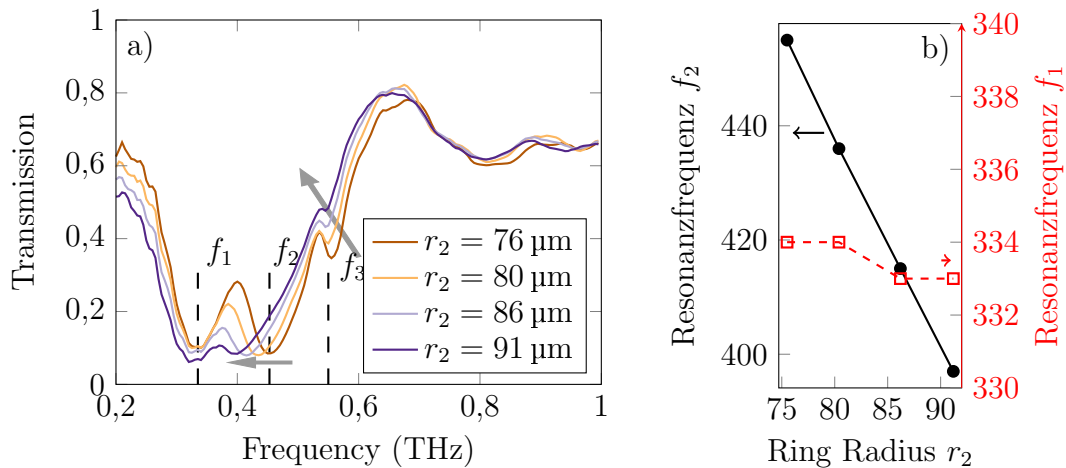


Abbildung 5.9.: a) Gemessene THz-Transmission an Proben mit unterschiedlichem Radius r_2 und konstantem $r_1 = 111\text{ }\mu\text{m}$. b) Abhängigkeit der gemessenen Resonanzfrequenzen f_1 und f_2 von dem Radius r_2 .

Abbildung 5.10 zeigt Simulationsergebnisse für die vorliegenden Probenparameter. Zur Vereinfachung der Diskussion ist die Metallisierung als perfekter Leiter und die PET-Folie als verlustfrei simuliert worden. Ähnlich zu der Messung fallen deutlich drei Absorptionslinien auf. Diese werden durch die resonante Anregung der Metamaterialstruktur

hervorgerufen. Der in den experimentellen Daten beobachtete Trend wird durch die Simulationen reproduziert. Die Resonanz an der Frequenz f_1 (grauer Hintergrund) ist nahezu konstant, während f_2 und f_3 für steigende Radien r_2 nach links schieben (violetter, bzw. grüner Hintergrund). Eine Interpretation der einzelnen Transmissionsminima lässt sich mit den simulierten Stromverteilungen auf den CRR-Strukturen in Abbildung 5.11 angeben. Während in Abbildung 5.11 a) der Strom sich fast ausschließlich auf die großen Ringe beschränkt, so konzentriert sich die Stromverteilung in Abbildung 5.11 b) fast nur auf die kleinen Ringe. Das elektrische Feld (y -Richtung) regt die freien Ladungsträger auf dem Resonator an, die Ringe verhalten sich wie kleine Dipolantennen. Für die beobachteten Resonanzfrequenzen f_1 und f_2 entspricht die Länge des Umfangs des Ringes ($2\pi r_i$) genau der Wellenlänge. Man nennt eine solche Resonanz daher auch elektrische Dipolresonanz. Vernachlässigt man die Kopplung der Ringe an ihre Nachbarn, ergibt sich für die Dipolresonanzfrequenz nach [283–285]

$$f_r \sim \frac{1}{2\pi r n_{\text{eff}}} . \quad (5.2)$$

Die Stromverteilung für die Resonanzfrequenz f_3 zeigt, dass in diesem Fall, sowohl auf den kleinen als auch auf den großen Resonatoren ein Stromfluss vorhanden ist. Da die Resonanz eine asymmetrische Linienform hat, nennt man sie nach [286–288] auch manchmal plasmonische Mode höherer Ordnung. Die Resonanzfrequenz ist durch die Kopplung der Dipolmomente von großem und kleinem Ring bedingt. Sie verschiebt sich daher, wenn sich nur einer der beiden Radien verändert. Zusätzlich ist die Lage der Resonanzfrequenz f_3 stark von dem Abstand der Dipolmomente (Abstand: G_x) abhängig. Es wurde gezeigt, dass diese Resonanz am stärksten ausgeprägt ist, wenn die einzelnen Resonatoren den Abstand

$$p_{\text{optimal}} = \frac{c}{n_{\text{eff}} f_i} , \quad (5.3)$$

voneinander haben [270, 289], wobei p die Größe der primitiven Einheitszelle, n_{eff} der effektive Brechungsindex und f_i die Resonanzfrequenz ist. Im vorliegenden Fall beträgt die Größe der Einheitszelle $p = \sqrt{2} \cdot 250 \mu\text{m} = 353 \mu\text{m}$. Wenn die Bedingung aus Gleichung 5.3 erfüllt ist, befindet sich die erste Beugungsordnung der einfallenden THz-Welle in der Ebene des Metamaterials, was eine verstärkte Kopplung zwischen den einzelnen Resonatoren ermöglicht. Wie durch die Pfeile in Abbildung 5.9 angedeutet, wird die Resonanz f_3 immer mehr ausgeprägt, wenn die Ringdurchmesser-Differenz zunimmt. Dies kann mit der oben genannten Bedingung 5.3 erklärt werden. Für $r_2 = 76 \mu\text{m}$ liegt die Resonanz bei $f_3 = 555 \text{ GHz}$. Mit einem $n_{\text{eff}} = 1,5$ ergibt sich $p = 354 \mu\text{m} < 360 \mu\text{m} = \frac{c}{1,5 \cdot 555 \text{ GHz}}$. Der gewählte Abstand der Resonatoren entspricht somit annähernd dem Abstand für beste Strahlungskopplung zwischen den unterschiedlich großen Ringen. Diese numerischen Beobachtungen erklären die experimentellen Ergebnisse für die vier nur im Radius des kleinen Ringes verschiedenen Proben. Im Folgenden wird der Abstand der Resonatoren verändert um ggf. die Resonanz f_3 noch besser ausprägen zu können.

5. Gedruckte Metamaterialien

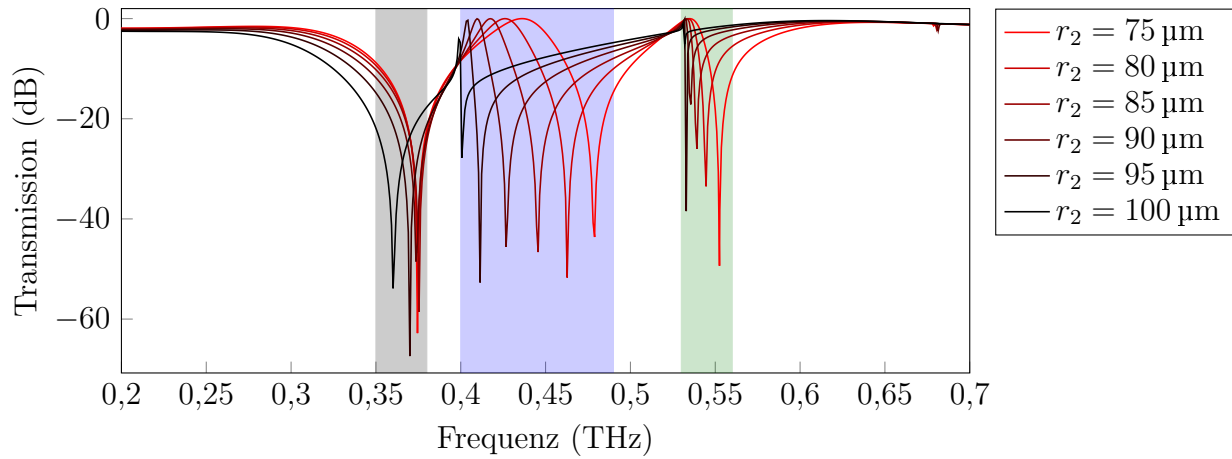


Abbildung 5.10.: Simulationsergebnisse der Transmission für verschiedene Ringradien des kleinen Ringes (r_2). Grau hinterlegt: Dipol-Resonanz des großen Ringes (f_1), Blau hinterlegt: Dipol-Resonanz des kleinen Ringes (f_2), Grün: Resonanzfrequenz f_3 welche durch Kopplung der beiden Dipolresonanzen entsteht. $r_1 = 110 \mu\text{m}$ konstant, $r_2 = 75 \mu\text{m}$ (rot) bis $r_2 = 100 \mu\text{m}$ (schwarz).

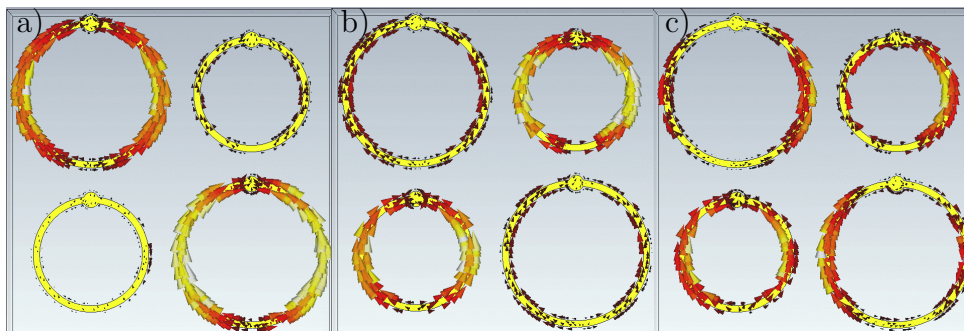


Abbildung 5.11.: Simulierte Stromverteilung auf den Ringen für: a) elektrische Dipolresonanz f_1 , b) elektrische Dipolresonanz f_2 und c) Resonanz durch Kopplung f_3 .

5.2.2. Gittermoden

Der Abstand der Resonatoren ist eine wichtige Stellschraube für die gegenseitige Wechselwirkung der Resonatoren. Sind die Abstände zwischen den Resonatoren klein, so dominieren induktive und kapazitive Kopplungsmechanismen. Für große Abstände hingegen tritt an deren Stelle die sogenannte radiative Kopplung [289], also Beugung in die Ebene des Metamaterials hinein. Der gebeugte Anteil der elektromagnetischen Strahlung kann dann auch über große Längenskalen hinweg mit benachbarten Resonatoren wechselwirken. Um den Effekt des Abstandes der Resonatoren experimentell zu überprüfen wurden Proben mit konstanten Radien $r_1 = 105\text{ }\mu\text{m}$ und $r_2 = 75\text{ }\mu\text{m}$ hergestellt. Die Gitterkonstante wurde in dieser Serie von $G_x = G_y = 200\text{ }\mu\text{m}..500\text{ }\mu\text{m}$ variiert. Auch für diese Proben wurden zunächst mikroskopische Aufnahmen zur Kontrolle des Druckbildes erstellt. Diese sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Beeindruckend ist, dass selbst für die kleinen Gitterabstände immer noch präzise Druckbild des Aerosol-Jet Druckes. Bedenkt man, dass die Summe der beiden Ringradien bereits $r_1 + r_2 = 180\text{ }\mu\text{m}$ beträgt, ist der kleinste Abstand zwischen den Ringen in Aufnahme 5.12 a) nur noch $G_x - w - r_1 - r_2 = 19\text{ }\mu\text{m}$. Bei noch kleineren Gitterabständen sieht man zum Teil verbundene Ringe, was sich dann in einer breitbandigen Absorption im Transmissionsspektrum in Abbildung 5.14 widerspiegelt. In der Mikroskopaufnahme 5.12 b) fallen weiterhin kleine Silberpartikel außerhalb der Ringe ins Auge. Solche Produktionsmängel können beim Aerosol-Jet Druckverfahren leicht auftreten, da die Tintenpartikel in einem Gas-Strahl auf das Substrat aufgebracht werden. Falsch positionierte leitfähigen Partikel verringern die Transmission der THz-Strahlung durch die Folie. Da sie in der unprozessierten Folie (Referenzmessung) nicht vorhanden sind, fallen sie für die ausgewertete „Metamaterialtransmission“ ins Gewicht.

Die Simulationen der Transmissionsspektren zeigen eine starke Abhängigkeit von der Gitterkonstante der Struktur. Für nahe Gitterabstände $G_x < 300\text{ }\mu\text{m}$ zeigt sich, zumindest in der verlustfreien Simulation (keine Absorption in der Folie, Perfekter Leiter), auch noch eine vierte Resonanz f_4 , vergleiche Abbildung 5.13. Für diese Resonanz sind die Ströme auf benachbarten Resonatoren gegenphasig, auf dem großen Ring bildet sich eine Quadrupol-Resonanz aus. Führt man Verluste in die Simulation ein, sieht man, dass diese Resonanz stark unterdrückt wird, was erklären könnte, dass sie in den experimentellen Daten nicht gefunden wird.

Abbildung 5.14 b) zeigt die gemessene THz-Transmission. Orange zeigt Frequenzbereiche niedriger Transmission an und Violett illustriert Bereiche hoher Transmission. Über einen weiten Bereich von Gitterkonstanten sind auch im Experiment zumindest drei Transmissionseinbrüche zu beobachten. Eine Ausnahme bildet hier die Probe mit der größten Gitterkonstante ($g_x = 5\text{ mm}$). Für diese Probe ist die Transmission breitbandig reduziert, was ein Indiz für teilweise verbundene Resonatoren ist. Die Simulationen in Abbildung 5.14 a) können zumindest qualitativ reproduziert werden. Ausgehend von kleinen Frequenzen lässt sich der erste Einbruch ($\sim 300\text{ GHz}$) und das zweite Minimum ($\sim 400\text{ GHz}$) wieder den zwei elektrischen Dipolresonanzen des großen bzw. kleinen Ringes (f_1 bzw. f_2) zuordnen. Im Experiment ist ebenfalls für alle Gitterabstände mindestens eine, für größere Gitterabstände sogar zwei weitere Resonanzen zu beobachten. Die Simu-

5. Gedruckte Metamaterialien



Abbildung 5.12.: Mikroskopaufnahmen der hergestellten Proben: a) Gitterabstand $g_x = 214 \mu\text{m}$, b) $g_x = 273 \mu\text{m}$, c) $g_x = 500 \mu\text{m}$.

lationen in Abbildung 5.13 zeigen, dass die nächste anschwingende Stromverteilung bereits zwei Schwingungsknoten auf dem großen Ring besitzt (Quadrupolresonanz). Wenn die

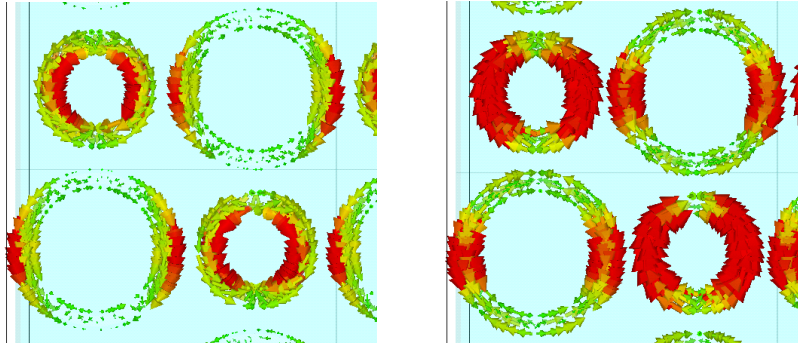


Abbildung 5.13.: Die Stromverteilung für die Resonanzfrequenz f_3 (links) und f_4 (rechts). Für die Resonanzfrequenz f_4 sind die Ströme gegenphasig. Auf dem großen Ring bildet sich bereits die erste Quadrupolresonanz aus.

Ringe eng gepackt sind, wird die kapazitive Kopplung die Dipolresonanz leicht verändern. Für Abstände ähnlich der Wellenlänge beeinflusst die Strahlungskopplung die Resonanzbedingungen aus Gleichung 5.3 der Ringe. Es fällt auf, dass die Resonanzfrequenz des großen Rings f_1 wenig von der Gitterkonstante beeinflusst wird, während eine deutliche Verschiebung der Resonanzfrequenz f_3 mit der Gitterkonstante festzustellen ist. Für die Dipolresonanz f_1 ist die entsprechende Resonanzwellenlänge ($n_{\text{eff}}\lambda_0 \sim 1,3 \text{ mm}$) viel größer als die Gitterperiode, daher ist keine Strahlungskopplung möglich. Es kann beobachtet werden, dass bereits Resonanz f_2 stärker verschoben wird. Am stärksten variiert die höchste Resonanzfrequenz f_3 mit der Gitterperiode. Dies deckt sich mit den Beobachtungen in der Publikation [289], auch dort zeigt sich für größere Abstände der Resonatoren (kleine Gitterkonstante g_x) eine Verringerung der Resonanzfrequenzen gegenüber dem Fall bei großen Gitterabständen.

Abbildung 5.15 fasst diese Beobachtungen nochmals zusammen. Hier ist die Lage der Resonanzfrequenzen f_1 , f_2 und f_3 für die unterschiedlichen Gitterperioden G_x aufgetragen. Obwohl aus Formel 5.3 nicht ersichtlich, ist die Lage aller Resonanzfrequenz von dem

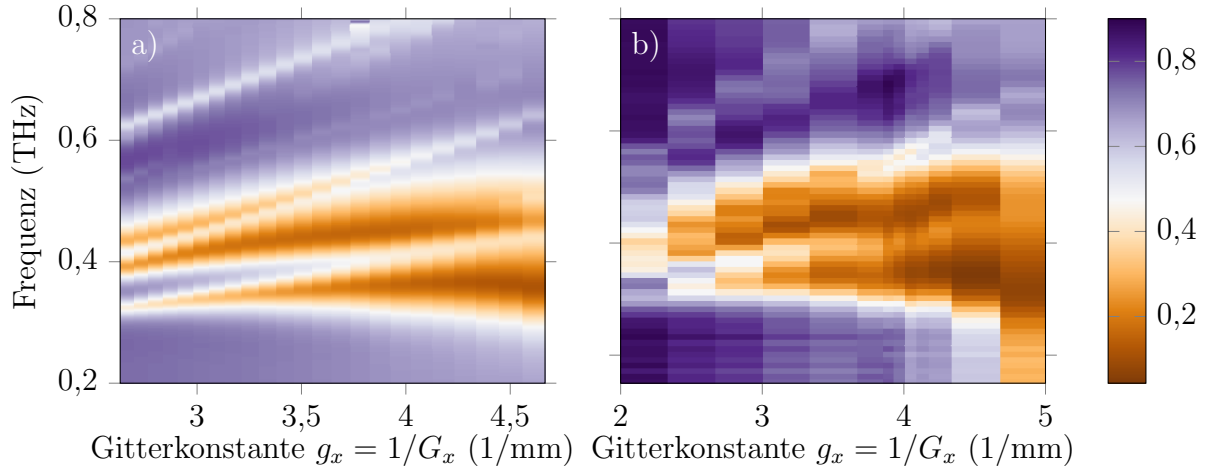


Abbildung 5.14.: a) Simulationsergebnisse der Transmission für verschiedene Gitterkonstanten $1/G_x$. Orange sind Bereiche niedriger Transmission, violett: hohe Transmission. b) Experimentelle THz-Transmission.

Abstand der einzelnen Resonatoren abhängig. Als kleines Zwischenfazit ist festzuhalten, dass alle Resonanzfrequenzen von der Gitterperiode abhängig sind. Am stärksten ist dieser Effekt für die Resonanz f_3 , er bleibt aber nicht auf diese beschränkt. Für die plasmonische Resonanz war dies zu erwarten, denn sie ist ohnehin nur durch die Wechselwirkung benachbarter Resonatoren möglich.

Die Resonanz f_3 sollte eine starke Winkelsensitivität auf den Einfallswinkel der THz-Strahlung aufweisen. Im Folgenden wird die Probe, welche die tiefste Resonanz f_3 aufwies winkelabhängig untersucht.

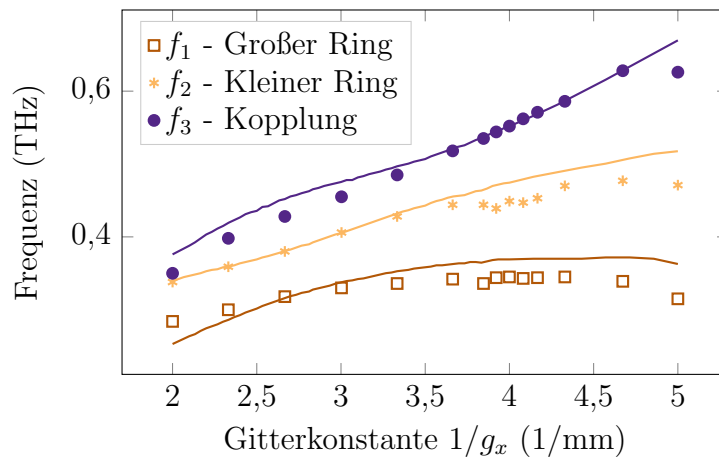


Abbildung 5.15.: Lage der Transmissionsminima für Proben mit verschiedenen Ringabständen $1/g_x$. Durchgezogene Linien: Simulation, Symbole: Experimentelle Ergebnisse.

5.2.3. Winkelsensitivität

Wenn THz-Strahlung auf ein Metamaterial in einem nicht senkrechten Einfallswinkel trifft, werden die möglichen Wechselwirkungen komplexer. Für p-polarisierte Strahlung ist unabhängig vom Einfallswinkel die magnetische Komponente der elektromagnetischen Welle stets parallel zur Ebene des Metamaterials, wohingegen für s-polarisierte Strahlung eine Magnetfeldkomponente senkrecht zum Metamaterial steht (im hier üblichen Koordinatensystem ist $H_z \neq 0$ in s-Polarisation). Während im Besselstrahlkapitel gezeigt wurde, dass je nach Einfallswinkel in p-Polarisation plasmonische Effekte angeregt werden können (was analog dazu auch für die Metamaterial-Proben möglich ist), gibt es im Falle der s-Polarisation durch die z -Komponente des magnetischen Feldes die Möglichkeit der Anregung von magnetischen Dipolresonanzen [269]. Diese zeichnen sich durch ringförmige Stromverteilungen auf den Resonatoren aus.

Winkelabhängige Messungen (p-Polarisation) wurden für alle Proben durchgeführt, jedoch werden hier nur die Ergebnisse einer Probe gezeigt. Die vorherigen Messungen zeigen eine stark ausgeprägte Resonanz f_3 für die Probe mit Gitterperiode $G_x = 273 \mu\text{m}$ und Ringradien $r_1 = 105 \mu\text{m}$, $r_2 = 75 \mu\text{m}$. In Abbildung 5.16 ist die frequenzabhängige Transmission für verschiedene Einfallswinkel der THz-Strahlung aufgetragen. Während die Dipolresonanzen f_1 und f_2 kaum ihre Lage bzw. Tiefe verändern, verschwindet Resonanz f_3 für größere Winkel und eine neue Resonanz (f_{3n}) taucht zwischen der alten Resonanzfrequenz f_3 und f_2 mit zunehmenden Winkel immer deutlicher auf.

Diese ersten Ergebnisse zeigen klar eine erhöhte Winkelsensitivität der Resonanz f_3 , während die elektrischen Dipolresonanzen nahezu unverändert bleiben. Die detaillierten Messergebnisse sind in Abbildung 5.17 dargestellt. Während für Winkel zwischen null und zwanzig Grad das diskutierte Ein- bzw. Ausschalten der Resonanz f_3 bzw. f_{3n} beobachtet werden kann, zeigt sich bei sehr großen Winkeln (ab ca 20 Grad) ein weiteres Minimum bei hohen Frequenzen. Zugehörige Simulationen legen nahe, dass in s-Polarisation die Resonanz f_{3n} nicht auftaucht, was experimentell noch überprüft werden muss. Dennoch legen die bisher erzielten Ergebnisse nahe, dass die hergestellten Metamaterialien die gewünschte Winkelabhängigkeit aufweisen. Durch detaillierte Computersimulationen kann die folgende physikalische Erklärung gegeben werden. Die an der teilweise metallisierten Oberfläche gestreuten Wellen können durch Totalreflektion in die Folie eingekoppelt werden. Das Substrat wirkt dann wie ein dielektrischer Wellenleiter. Die eingekoppelten Wellen können mehrere Wechselwirkungen mit dem Metamaterial durchführen. Sowohl winkel- als auch frequenzabhängige Transmissionsminima sind die Folge.

5.3. Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde das Aerosol-Jet Druckverfahren für die Herstellung von THz-Metamaterialien eingeführt [290]. Das digitale Druckverfahren ermöglicht es, nahezu beliebige leitfähige zweidimensionale Strukturen auf PET-Folien oder andere Substrate aufzubringen. Es sind Proben mit Linienbreiten bis $10 \mu\text{m}$ erfolgreich hergestellt worden. Im Vergleich zum Inkjet-Druckverfahren, können die gedruckten Strukturgrößen um etwa

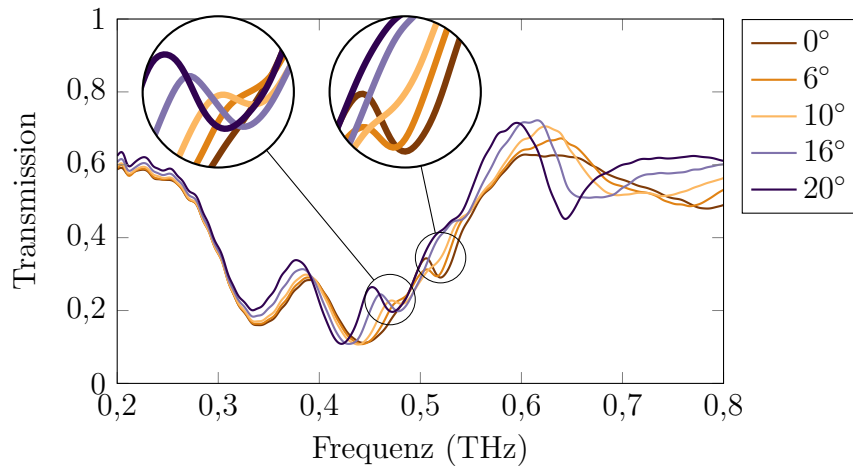


Abbildung 5.16.: Winkelabhängige Transmission (p-Polarisation) der Probe mit $G_x = 273 \mu\text{m}$.

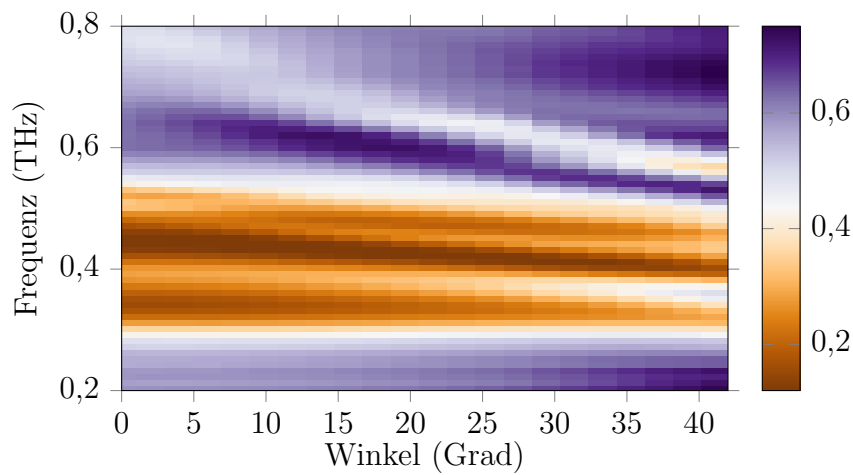


Abbildung 5.17.: Winkelabhängige Transmissionsspektren (p-Polarisation). Orange: Regionen kleiner Transmission.

5. Gedruckte Metamaterialien

ein Drittel verkleinert werden. Prinzipiell sind mit diesem Verfahren daher Strukturen für höhere Frequenzen oder feinere Strukturen wie etwa Split-Ring Resonatoren denkbar. Die Streuung der Ringradien ist mit etwa 2 % zwar klein, dennoch zeigen die beobachteten Transmissionspektren deutlich verbreiterte Resonanzen. Gründe hierfür sind zum einen die angesprochene Inhomogenität der hergestellten Strukturen, andere Faktoren wie etwa die Leitfähigkeit und die Absorption im Substrat spielen aber auch eine Rolle. Weitere Untersuchungen müssen klären, inwieweit die Substratoberfläche durch vereinzelte, fälschlich verstreuten Druckpartikel verändert wird. Es wäre ferner wünschenswert, die Leitfähigkeit der Strukturen zu verbessern und die Inhomogenitäten zu verringern. Evtl. kann dies bereits in naher Zukunft durch verbesserte Druckparameter gelingen.

Trotz der ersten erfolgreichen THz-Messungen an diesen neuartigen Metamaterialien bleiben hier noch offene Fragestellungen. Von der Seite der Herstellung sind die wichtigsten potentiellen Verbesserungsmöglichkeiten die Reproduzierbarkeit des Druckbildes, die Verringerung der Absorption der prozessierten Folie, die Erhöhung der Leitfähigkeit der Tinte und die Verkleinerung der Linienbreite. Von der Seite der THz-Messungen bleiben als wichtige weitere Betätigungsfelder unter anderem die Überprüfung der Winkelsensitivität der hergestellten Proben. Die Erklärung der unterschiedlichen physikalischen Effekte in s- und in p-Polarisation auf den Metamaterial-Resonatoren ist ebenfalls noch offen.

Als kleiner Ausblick seien noch zwei weitere Forschungsideen genannt. Erstens zeigen neue Arbeiten auf dem Gebiet des AJ-Druckes, dass sogar Strukturen aus der Ebene heraus druckbar sind [282]. Mit diesem Ansatz ließe sich Metamaterialien mit simultanen magnetischen und elektrischen Resonanzen, also Materialien mit negativen Brechungsindex, herstellen. Die zweite Idee umfasst topologisch optimierte Oberflächen. Durch den nahezu beliebigen Druckpfad ließen sich solche mittels AJ relativ einfach herstellen.

Zusammenfassend ist die Herstellung von THz-Metamaterialien mit digitalen Druckverfahren ist ein interessanter Ansatz für die schnelle prototypische Herstellung von THz Metamaterialstrukturen. Auch wenn die Photolithographie ein etabliertes Fertigungsverfahren darstellt, spielt sich die Stärke des Aerosol-Jet Druckes genau dann aus, wenn viele verschiedene Proben in geringer Stückzahl hergestellt werden sollen. Durch die fortschreitende Verbesserung des AJ-Druckes könnte diese Technologie in Zukunft gerade im wissenschaftlichen Umfeld zur schnellen Herstellung neu entwickelter oder zu untersuchender THz-Metamaterialien dienen.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Die Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie ist mittlerweile eine etablierte spektroskopische Methode im Frequenzbereich von 0,2 THz bis etwa 5 THz. Mit der stetigen Verbesserung von Zeitbereichs-Spektrometern, in den letzten Jahren hauptsächlich vorangetrieben durch die Verbesserung der Materialsysteme sowohl im photoleitenden Emitter als auch im Detektor sind heute Systeme mit bis zu 90 dB SNR und 4,5 THz Bandbreite verfügbar. Auch der Einfluss anderer Systemkomponenten, deren Beitrag zum Gesamtrauschen vormals vernachlässigbar war, sollte daher neu überdacht werden. Der Beitrag dieser Arbeit zu diesem Themenkomplex setzt sich zum einen aus der erneuten Auseinandersetzung mit der Messdatenauswertung in Kapitel 2.3.1 als auch mit der Untersuchung von statistischen Positionierfehlern der Verzögerungseinheit in Kapitel 2.3.3 zusammen. In Kapitel 2.3.1 ist die Gauß'sche Fehlerpropagation der Messfehler im Zeitbereich auf die optischen Konstanten der Hauptbeitrag der Arbeit zur Verbesserung der Messdatenauswertung. Bei der Untersuchung der statistischen Fehler der Verzögerungseinheit zeigt sich, dass die aktuell verwendeten hochpräzisen Verzögerungseinheiten (PI, MICOS) auch in aktuellen Systemen noch keinen Einfluss auf den maximalen Signal-zu-Rausch Abstand haben [95]. Hier gilt es vielmehr, die grundlegende Theorie zur Abtastung von zeitlich begrenzten Signalen zu beachten, d. h. zusammenfassend kurze Messfenster bei hoher Zeitauflösung. Die Messdaten belegen weiterhin, dass ein wesentlich größerer Fehler in der Zeitachse von Zeitbereichsdaten häufig systematischer Natur ist. Deren Ursprung kann sowohl in der Mechanik der Verzögerungsstrecke oder aber auch in der Art und Weise der Datenaufnahme liegen [48]. Offen bleibt bislang, wie Fehlerabschätzungen bei der Auswertung von Mehrschichtsystemen am besten durchgeführt werden sollten. Großes praktisches Interesse besteht an der Auswertung dieser Mehrschichtsysteme hinsichtlich Dickenbestimmung der einzelnen Schichten bei bekannten Brechungsindizes, dies könnte etwa für die Untersuchung von Kunstobjekten oder Lackschichten zum Einsatz kommen. Die aktuell verwendeten Algorithmen bieten hier noch Potential für weitere Verbesserungen.

Vorbereitend für die Messungen zu dem plasmonischen Bessel-Strahlformer sind Strahlprofilmessungen mit unterschiedlichen Detektoren in Kapitel 2.2 dargestellt. Es zeigt sich, dass die auf Mikrobolometern basierenden THz-Kameras in naher Zukunft eine schnelle und zuverlässige Hilfe zur Justage des THz-Freistrahles werden können. Als wichtigstes Ergebnis ist vielleicht die Zeitbereichsdarstellung des Strahlprofils in Abbildung 2.11 als unerlässliche Hilfe zur Kollimation und auch Fokussierung von THz-Strahlen identifiziert worden. Mit dieser Darstellung lassen sich mit wenigen Einzelmessungen sehr verlässlich THz-Optiken wie etwa Linsen justieren.

Mit diesen Werkzeugen an der Hand wurde in Kapitel 3 ein plasmonischer Bessel-Strahlformer für den THz-Bereich untersucht. Es wird bestätigt, dass die Wechselwirkung

6. Zusammenfassung und Ausblick

von THz-Strahlung und Metalloberflächen durch aufgebrachte, periodische Strukturen beeinflusst werden kann. So lassen sich plasmonische Oberflächen-Wellenleiter aus Metall-Dielektrika Grenzsichten für THz-Frequenzen herstellen. Mittels eines Gitterkopplers wurde die geführte Oberflächenwelle wieder in den Freiraum gestreut und so ein Bessel-Strahlprofil erzeugt. Das Bauteil stellt damit eine neue Klasse von THz-Optiken dar. THz-Emitter könnten potentiell in plasmonische strahlformende Strukturen integriert werden und so die gewünschte Abstrahlcharakteristik der photoleitenden Antennen maßschneidern. Weitere Herausforderungen an solche strahlformenden Elemente könnten z.B. die Anregung von radialsymmetrischen Strahlprofilen oder die Kontrolle der Polarisierung des abgestrahlten THz-Feldes sein. Von einem wissenschaftlichen Standpunkt aus betrachtet sind die verbliebenen offenen Fragen bei den durchgeführten Nahfeld-Messungen interessant. Die theoretische Dispersionsrelation liegt zwar im Mittel nah an der experimentell bestimmten, doch gibt es deutliche Abweichungen, deren Erklärung noch unklar ist.

Im Kapitel 4 wird die Idee des Gitterkopplers erneut aufgegriffen um einen 3D-gedruckten Wellenleiter mit aufgesetztem Auskoppelgitter für 120 GHz herzustellen. Obwohl mit dieser Wellenleiterstruktur die aktuellen Grenzen des Herstellungsverfahrens ausgereizt wurden, ist zu erwarten dass die 3D-Druck Technologie in den nächsten Jahren noch weitere Verbesserungen erfährt. So könnte es demnächst möglich sein, noch feinere Strukturen zu drucken, wodurch der Weg für die breitbandige Charakterisierung der gefertigten Bauteile mittels THz-Zeitbereichsspektroskopie frei wäre. Durch die sehr kurzen Zyklen zwischen Entwurf, Simulation, Druck und Messung der Bauteile können so die gewünschten Elemente zur THz-Strahlmanipulation iterativ optimiert werden. Von der Vielzahl der bereits demonstrierten 3D-gedruckten Bauteile sind Wellenleiter am vielversprechendsten. Für diese gibt es noch eine Reihe interessanter Ideen, wie etwa die Verwendung eines Mach-Zehnder Interferometers mit Flüssigkristall in einem Arm oder die Erstellung von dielektrischen THz-„Fasern“.

Eine ganz ähnliche Idee steht hinter den Aerosol-Jet gedruckten Metamaterialien aus Kapitel 5. Hier wird eine neue Technologie, das Aerosol-Jet Druck Verfahren zur Herstellung von Metamaterialien, künstlichen Materialien mit maßgeschneiderten Brechungsindex demonstriert. Während die periodisch strukturierten Metalloberflächen die Dispersionsrelation des Oberflächenplasmons im Bessel-Strahlformer Kapitel verändern, ist es hier die periodische Anordnung der Einheitszellen, die zu Materialien mit künstlichen Brechungsindex-Verläufen für den THz-Bereich führen. Die prototypische Herstellung von leitfähigen Strukturen auf dünne Folien, wie sie durch den Aerosol-Jet Druck möglich ist, könnte die Forschung an THz-Metamaterialien deutlich beschleunigen. Die vorgestellte Struktur aus alternierenden geschlossenen Ring Resonatoren ist eine interessante Teststruktur für die Erforschung von winkelsensitiven Metamaterialien.

Motivation and Summary

The presented PhD thesis deals of the interaction of terahertz radiation with patterned surfaces. Two aspects of this broad field of research are discussed in more detail: plasmonic structures supporting THz surface waves and THz metamaterials.

From an electromagnetic point of view, solids can be classified into three categories. Dielectrics, semiconductors, and metals. At first glance, metals are perhaps the least interesting group of materials. Their characteristic properties are the very good thermal and electrical conductivity. Due to the filled conduction bands of the metallic bond there is no transmission of electromagnetic waves in a very wide band of frequencies spanning from 0 Hz up to the optical range and even beyond. Accordingly, the reflectivity is very high. Hence metal surfaces are classically used as mirrors for optical frequencies. This relatively simple application is in contrast to the extraordinary importance of metals for electronic applications. In principle, nearly all optical devices, which involve metals are only exploiting the high reflectivity of metals, i.e. metallic waveguides, which are frequently used waveguides in the GHz frequency range or all metallic diffractive optics. Further, two prominent important examples being metallic diffraction gratings or pinhole diaphragms. Plasmonic applications are based on a different concept.

It has been shown, that on metallic surfaces the free moving electrons can form a collective charge density oscillation. These oscillations in turn generate an electromagnetic field which is bound to the surface. The fundamental properties of the phenomenon known as surface plasmon polaritons (SPP) have attracted a great deal of interest in recent years, not only in the THz range. As an example, surface plasmon resonance spectroscopy is a spectroscopic method which exhibits this phenomenon and is mostly used in biochemistry. Surface plasmons are also discussed for the further miniaturization of photonic circuits, since they have a property known as wavelength shrinking. Near the so-called surface plasmon resonance (SPR), the wavelength can be reduced to a tiny fraction of the free-space wavelength. This phenomenon is discussed among other interesting properties of SPP to increase the resolution in imaging methods, or spectroscopic examination of small amounts of specimen.

Challenging for the THz plasmonics is that most metals behave like ideal conductors for terahertz frequencies ($0,3 \cdot 10^{12}$ Hz .. $5 \cdot 10^{12}$ Hz). Hence, due to the high free charge carrier density, the THz-beam will penetrate the metal surface only marginally. As a result, THz surface plasmons experience a small attenuation in the direction of propagation and can thus propagate over many wavelengths. This is an advantage, but a closer look at the properties of surface waves reveals that they are actually not bound to the surface in this limiting case. The corresponding solution of Maxwell's equations was already formulated by Sommerfeld 1899. Hence, this type solution is also called Sommerfeld-Zenneck wave.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Sommerfeld waves can be thought of as plane waves in grazing incidence with respect to the surface. Without binding to the surface, plasmonic structures for the THz range can not be realized.

This particular problem can be overcome by the realization that a periodic structuring of the metal surface in the subwavelength range, such as periodic corrugations, enables strongly bound surface waves. The altered metal surface can be considered as an effective medium with reduced surface charge density. It is therefore possible to tailor to a certain extent the properties of the THz plasmon polaritons by structuring the metallic surface. The resulting designer surfaces are also called plasmonic metamaterials, i.e. artificial, periodically patterned surfaces. This circumstance draws the line to the second topic of the presented thesis, the aerosol-jet printed metamaterials. Analogously, metamaterials are dielectrics with artificial electromagnetic properties. The dielectric properties of these materials are tailored by surface-applied metallic patterning in the sub-wavelength range. A variety of exotic optical phenomena, such as the negative refractive index, have already been demonstrated by metamaterials. In this thesis, almost exclusively THz time-domain spectroscopy (THz TDS) is used for measuring terahertz field propagation. THz TDS which is a phase and frequency-resolved broadband spectroscopic measurement method with an extraordinary high SNR, provides an attractive experimental tool. Additional measurement methods for the direct determination of the near field are also available within this frequency range. Further the technologically comparatively simple production of structured metal surfaces and metamaterials make the terahertz frequency range attractive for the design of patterned surfaces.

The work is divided into four chapters. The first chapter 2 introduces the reader to the basics of terahertz time-domain spectroscopy. The chapter itself is divided into three parts: In the first part, section 2.1, the generation and detection of terahertz radiation and the method of terahertz time-domain spectroscopy is explained briefly. The next section 2.2 gives an overview of terahertz beam profile measurements. These are performed using a variety of detectors, such as a microbolometer-based THz camera, a photoconductive antenna and a Golay cell. The beam profile measurements are important prerequisites for e.g. the plasmonic beam-forming element and the THz metamaterials measurements. Section 2.3 deals with the calculation of the dielectric properties from time-domain measurements and the appropriate error propagation. Further the influence of the delay unit on the measurement uncertainty is discussed.

Chapter 3 introduces the plasmonic Bessel beamformer. A first motivation for studying these new class of beam-forming THz optics are the interesting underlying physical principles on its own. A secondary motivation is the reduced space requirement of these types of devices, especially in the transversal direction. Compared to conventional lenses, the emitter could be integrated directly into the plasmonic structure. Additionally, the shown beam profile, a Bessel beam, is interesting on its own. It has been discussed to use Bessel beams for THz imaging, due to its so-called stalk focus. This type of long range focused

beams will help to improve the depth resolution in THz tomographic methods. First, the theoretical and numerical investigations for engineering the design of the beam former are presented and later the detailed experimental verification of the structure in the far and near field is presented.

The grating coupler concept is used in the Bessel beamformer to emit the otherwise bound surface wave into the free space. The very same concept is exploited in chapter 4, where a 3D-printed grating coupler for 120 GHz is demonstrated. 3D printing of THz devices is a current area of research. The attractive manufacturing method reduces drastically the duration from design, through simulation, to the finished device, to its experimental characterization. Rapid prototyping for THz devices has never been so fast before. The chapter begins by discussing the basic properties of dielectric waveguide structures. Subsequently, the geometry parameters are determined via simulations. Later the grating coupler is produced and experimentally characterized with a microwave system.

The chapter 5 presents the research results of the very recent aerosol-jet printed metamaterial structures. This, for the production of THz metamaterials new technology, makes it possible to produce almost any conductive structures with line widths in the 10 μm range. Two additional features make this method interesting. First, in contrast to established methods such as photolithography, the prototypical production of a large number of different samples in very small quantities and their iterative improvement is cost-efficient and fast. Second, the conductive ink can be applied to a vast number of flexible substrates. In this work PET foils are used. The obtained results demonstrate that this printing process can be used for the production of metamaterial structures in the THz range. To this end a detailed microscopic examination, including even SEM images, of the fabricated structures is carried out. Later, the angular dependent THz transmission is measured via THz TDS.

The last chapter 6 gives a summary of the results and an outlook for further research directions.

A. Numerische Methoden

A.1. Eigenmode Solver zur Berechnung von Dispersionsrelationen

Zur numerischen Bestimmung der Dispersionsrelation aus Abbildung A.1 wird eine Einheitszelle der Struktur modelliert. Wählt man nun die Randbedingungen, ($z_{\min, \max}$ elektrisch, $y_{\min, \max}$ magnetisch, $x_{\min, \max}$ periodisch) so lässt sich über die Eigenwert- Eigenvektorgleichung

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \vec{E} = \omega^2 \epsilon \vec{E} \quad (\text{A.1})$$

die Dispersionsrelation berechnen. Für eine Struktur mit Ausdehnung in x -Richtung von d fixiert man hierzu zwischen $x = -\frac{d}{2}$ und $x = \frac{d}{2}$ eine vorgegebenen Phasendifferenz $\Delta\phi$. Für diesen Phasenunterschied löst man das Eigenwert-Eigenvektor Problem. Über $kd = \Delta\phi$ kann so k über eine Brioullin-Zone ($\Delta\phi = 0.. \pi$) berechnet werden. Die zugehörigen Eigenfrequenzen liefern dann die gewünschte Dispersionsrelation $k(\omega)$. CST Microwave Studio mit CST Microwave Studio können weiterhin auch die Feldverteilungen $E(x, y, z)$ bzw. $H(x, y, z)$ dargestellt werden, wie etwa in Abbildung A.2 dargestellt. Auch höhere Moden lassen sich prinzipiell berechnen. Sowohl die Dispersionsrelation der Oberflächenwelle des Bessel-Strahlformers in Kapitel 3, als auch die Dispersionsrelationen des dielektrischen Wellenleiters in Kapitel 4 können so berechnet werden. Wenn man lediglich an Cut-off Frequenzen und Propagationskonstanten bei einer definierten Frequenz interessiert ist, reichen auch die Informationen die im anregenden Wellenleiter-Port bei den typischen Zeit- oder Frequenzbereichs-Simulationen in CST zur Verfügung stehen.

A.2. Die Simulation von periodischen Strukturen

Die Simulation der Metamaterialstrukturen in Kapitel 5 kann sehr gut mit dem „Frequency-Domain“ Solver von CST-Microwave Studio durchgeführt werden. Durch die starke Materialbibliotheken der Simulations-Software lassen sich sowohl absorbierende dielektrische Materialien als auch verlustbehaftete Metalle simulieren. Der Frequency-Domain Solver ermöglicht, über die Einstellung der Randbedingungen („unit cell“ in x und y -Richtung) die Simulation einer periodisch fortgesetzten Einheitszelle. Zur Anregung kommen in diesem Fall Floquet-Ports zum Einsatz. Über diese lässt sich sowohl der Einfallswinkel als auch die Polarisation der anregenden THz-Strahlung einstellen. Von enormer Bedeutung ist es, die erhaltenen Resonanzen über die Betrachtung der Stromverteilungen (H-Field and surface current monitor) einer genauen Prüfung zu unterziehen.

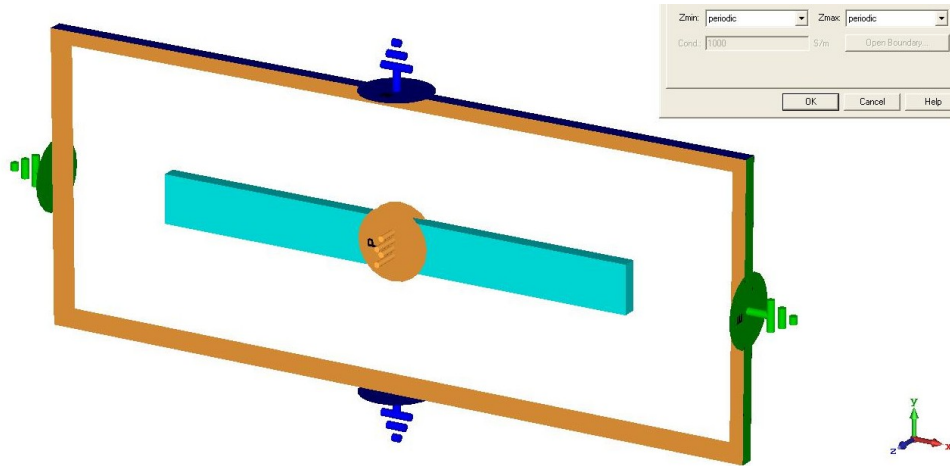


Abbildung A.1.: Aufbau einer Eigenmodensimulation für die Dispersionsrelation des dielektrischen Wellenleiters.

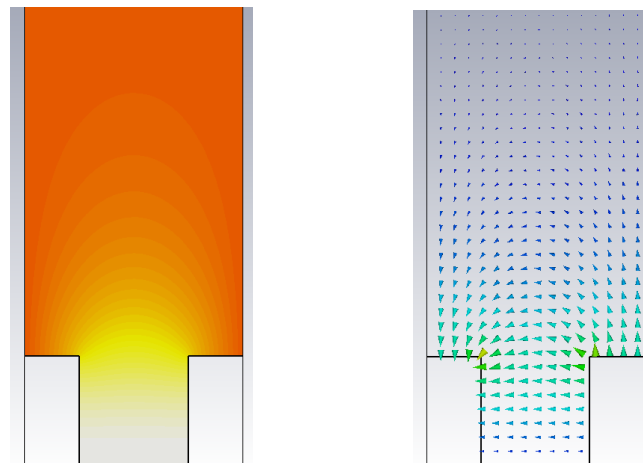


Abbildung A.2.: Links: Eigenmode der y -Komponente des elektrischen Feldes für den Oberflächenwellenleiter des Bessel-Strahlformers. In $\pm z$ -Richtung sind die Randbedingungen elektrisch, in $\pm y$ -Richtung magnetisch (TM-Natur von Oberflächenwellen). In $\pm x$ Richtung sind periodische Randbedingungen gewählt. Rechts: Elektrisches Feld des Oberflächenplasmon-Polaritons.

Nicht selten können durch numerische Artefakte Resonanzen auftreten, die nicht der physikalischen Realität entsprechen. Abhilfe hilft hier oft, das Simulationsgitter (Mesh) händig zu überprüfen oder, durch die Hinzunahme höherer Moden (oft bis zu 25) künstlich zu verfeinern. Zum Vergleich der Simulationsdaten mit den Messdaten (sowohl Transmission, als auch Reflektion) werden die S -Parameter benutzt.

A.3. Auslesen von Felddaten aus CST

CST-Microwave Studio kann über sogenannte Feldmonitore die Feldverteilung (E -Feld, H -Feld, Fernfelder usw.) berechnen. Für die Weiterverarbeitung der Feldverteilungen der Simulationsergebnisse ist es möglich die VBA-Sprache innerhalb CSTs zu verwenden. Da dies oft umständlich ist, gibt es die Möglichkeit Ebenen (2D-Arrays) der Felddaten als .txt Dateien zu exportieren. Möchte man direkten Zugriff auf die simulierten Daten, erlaubt CST dies mittels einer Programmierschnittstelle, der sogenannten "Resultreader.dll". Für diese wurde ein Python-Wrapper geschrieben. Dadurch kann die Projektdatei (.cst Format) direkt in Python geöffnet werden und sämtliche Feldmonitore in Pythonvariablen zur Weiterverarbeitung importiert werden. Der Code ist auf github zugänglich.

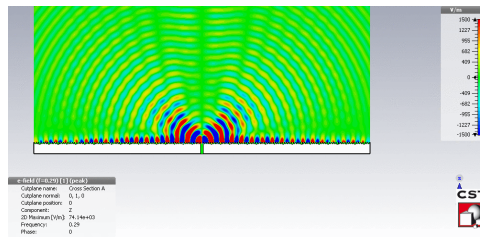


Abbildung A.3.: Feldmonitorausgabe in CST Microwave Studio. Dargestellt ist das elektrische Feld bei einer festen Frequenz in der Schnittebene $y = 0$ des Bessel-Strahlformers.

B. Systemstabilität - Zwei Zeitbereichsspektrometer im Vergleich

Für Langzeitbeobachtungen oder auch für bildgebende Messungen, welche sich über einen langen Zeitraum erstrecken ist es oft nötig, die Langzeitstabilität des verwendeten Zeitbereichsspektrometers zu kennen. Hierfür wurde die THz-Pulsamplitude, THz-Pulsbreite und THz-Pulsposition für zwei Zeitbereichsspektrometer (TELIS-II: Labor 3 und HHI, Labor 2) über einen längeren Zeitraum bestimmt. Für die Messungen waren die Spektrometer im Dauerbetrieb und haben kontinuierlich Referenzmessungen (Luft) aufgezeichnet. Es zeigt sich beim HHI-System ein deutlicher Einschaltvorgang, der sich in etwa über 2 h erstreckt. Während dieser Zeit verändert sich sowohl die Pulsbreite, als auch Pulsamplitude und Pulsposition systematisch. Ein analoger Vorgang ist für das TELIS-II System nicht feststellbar. Es fällt ins Auge, dass die Pulsbreite am Nulldurchgang im Fall des TELIS-II Systems deutlich höher ist, als für das HHI-System, vergleiche Abbildung B.1. In Abbildung B.2, sind sowohl Amplituden und Pulsposition des Maximum des THz-

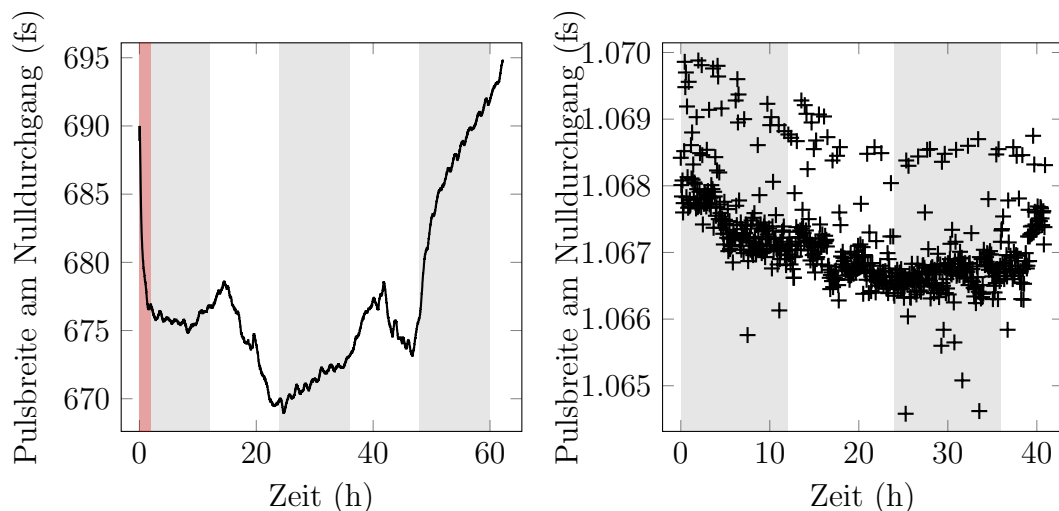


Abbildung B.1.: Der zeitliche Verlauf der Pulsbreite des THz-Pulses am Nulldurchgang über viele Stunden sowohl am HHI System (links) als auch am TELIS-II System (rechts) vermessen. Rot hinterlegt: 2h Zeitfenster nach Einschalten des Systems.

Pulses für beide Systeme aufgetragen. Es fällt auf, dass sowohl die Pulsposition, als auch

B. Systemstabilität - Zwei Zeitbereichsspektrometer im Vergleich

die Amplitude systematischen Drifts und, im Falle des HHI-Systems sogar periodischen Schwankungen unterworfen ist. Abbildung B.3 zeigt ein Histogramm der Pulsmaxima.

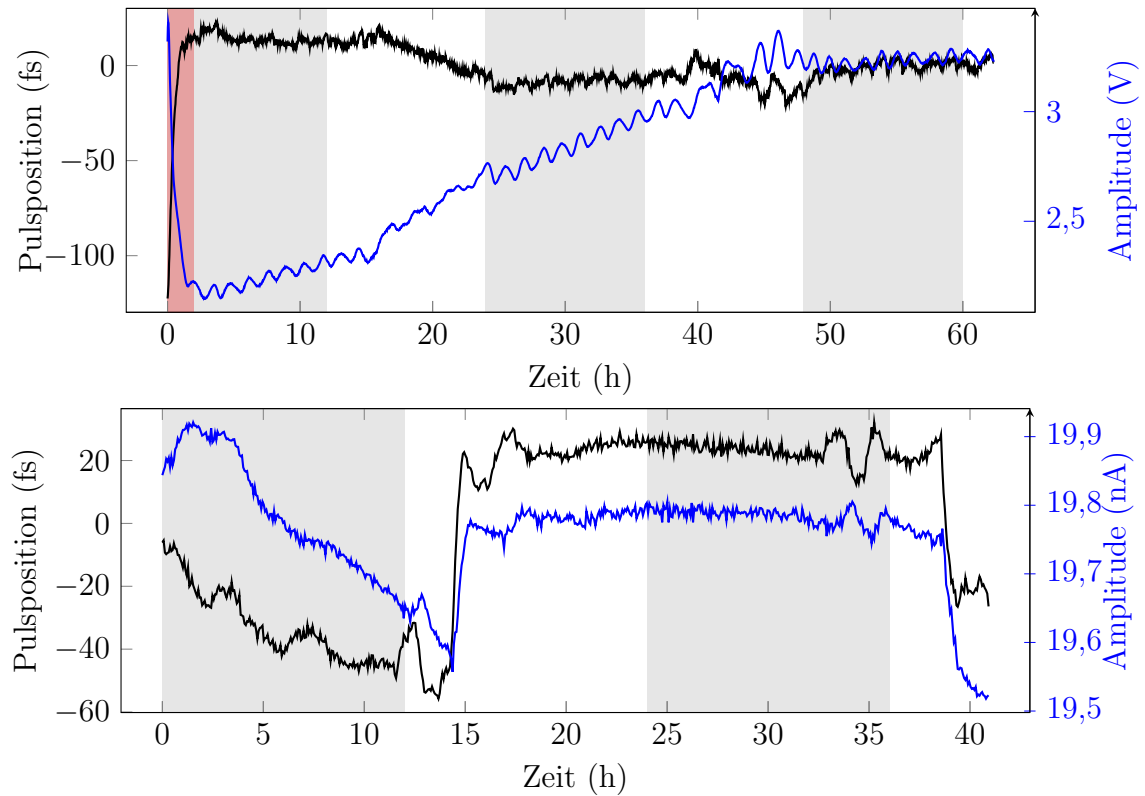


Abbildung B.2.: Der zeitliche Verlauf der Pulsamplitude (blau) und der Zeitposition des Pulsmaximums (schwarz). In rot hinterlegt wieder 2h Einschaltvorgang am HHI System. Oben: Langzeitmessung am HHI System, Unten: Am TELIS-II System.

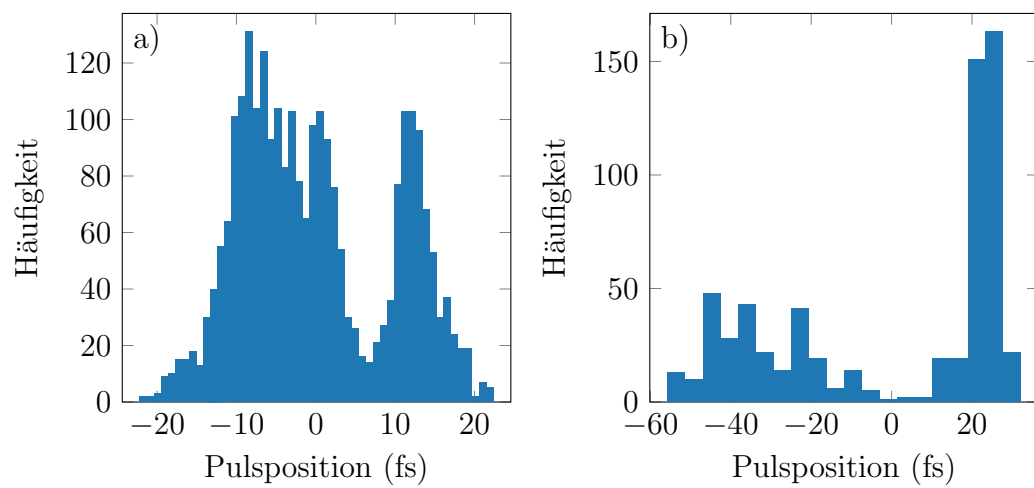


Abbildung B.3.: Verteilungen des Zeitpunktes des Pulsmaximums um den jeweiligen Mittelwert für beide Systeme Links: HHI System, Rechts: TELIS-II System.

C. Auswertesoftware für THz-Bildmessungen

Für die Darstellung von Bildern aus THz-Zeitbereichsdaten wurde ein kleines graphisches Auswertetool programmiert. Da im Labor, häufig kleinere Bilder schnell ausgewertet werden sollten, um einen ersten Eindruck der Justage des Setups zu bekommen, war diese Software eine große Hilfe. Es ist möglich, die mit dem Messprogramm aufgezeichneten Bilddaten (*.npz Format) einzulesen und anschließend visuell darzustellen. Ein Screenshot

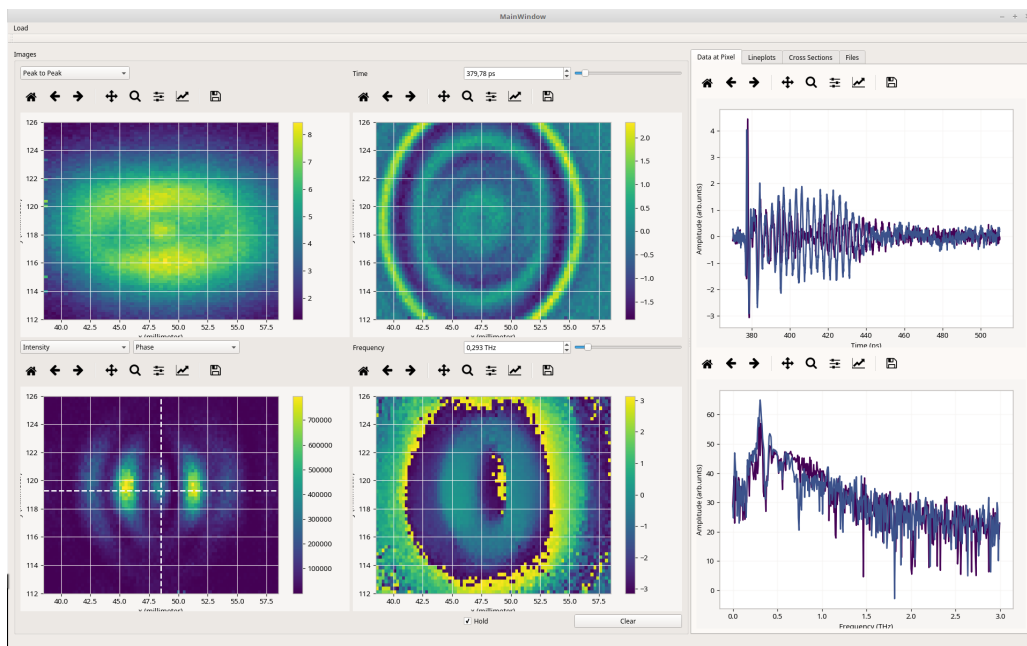


Abbildung C.1.: Schnelle Auswertesoftware für Bilder aus THz-Zeitbereichsdaten.

der Software ist in Abbildung C.1 dargestellt. Oben Links kann eine der Darstellungen Puls Maximum, Puls Minimum, Spitze-zu-Spitze Wert, Zeitpunkt des Maximums bzw. Minimums des Pulses und Intensität ausgewählt werden. Oben Rechts wird $E(t)$ für die ausgewählte Zeit dargestellt. Unten sind Spektrale Amplitude und Phase in verschiedenen Darstellungen (Dropdown-Menü) angezeigt. Für jeden Pixel kann, per Mausklick die Zeitbereichsspur und das Spektrum dargestellt werden. Ferner verstecken sich im Reiter "Lineplots" zweidimensionale Darstellungen der Zeitbereichsdaten entlang von Schnitten durch den ausgewählten Pixel, bzw. im Reiter "Cross Sections" 1-dimensionale Darstellungen der Leistung für Schnittebenen durch den Pixel.

Wissenschaftlicher Werdegang

Thomas David Jahn

Geboren am 29.06.1986 in Dresden

06.2006	Abitur an dem städtischen Gymnasium Bad Laasphe
10.2006 - 08.2009	Studium der Physik an der Philipps-Universität Marburg, Bachelorarbeit in der AG Komplexe Systeme bei Prof. Dr. Peter Lenz
09.2008 - 04.2009	Auslandsstudium am University College Cork, Irland
09.2009 - 04.2012	Masterstudium an der Ludwig-Maximilians-Universität München, Masterarbeit in der AG Statistische Physik bei Prof. Dr. Erwin Frey
04.2009 - 09.2012	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Ludwig-Maximilians-Universität München, (Veröffentlichung [291])
09.2009 - 03.2013 seit 03.2013	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Umweltphysik, Heidelberg Doktorand in der AG Experimentelle Halbleiterphysik, Prof. Dr. Martin Koch, Fachbereich Physik, Philipps-Universität Marburg
09.2013 - 03.2014	Sechsmonatiger Forschungsaufenthalt am Metrologischen Institut in Turin (INRIM)
seit 03.2014	Stipendiat des evang. Studienwerkes Villigst

Veröffentlichungen mit eigenem Beitrag

Fachzeitschriften - Erstautor

- D. Jahn, R. Eckstein, L. M. Schneider, N. Born, G. Hernandez-Sosa, J. C. Balzer, I. Al-Naib, U. Lemmer, M. Koch. Digital Aerosol Jet Printing for the Fabrication of Terahertz Metamaterials. *Adv. Mater. Technol.*, 1700236, 2017.
- D. Jahn, A. Soltani, J. C. Balzer, W. Withayachumnankul, M. Koch. Fabry-Pérot interferometer for sensing polar liquids at terahertz frequencies. *J. Appl. Phys.*, 121, 204502, 2017.
- D. Jahn, S. Lippert, M. Bisi, L. Oberto, J. C. Balzer, M. Koch. On the Influence of Delay Line Uncertainty in THz Time-Domain Spectroscopy. *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, 37, 605, 2016.
- D. Jahn, M. Weidenbach, J. Lehr, L. Becker, F. Beltrán-Mejía, S. F. Busch, J. C. Balzer, M. Koch. 3D Printed Terahertz Focusing Grating Couplers. *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, 38, 708, 2017.

Fachzeitschriften - Maßgebliche Mitarbeit

- A. Rehn, D. Jahn, J. C. Balzer, M. Koch. Periodic sampling errors in terahertz time-domain measurements. *Opt. Express*, 25, 6712, 2017.
- M. Weidenbach, D. Jahn, A. Rehn, S. F. Busch, F. Beltrán-Mejía, J. C. Balzer, M. Koch. 3D printed dielectric rectangular waveguides, splitters and couplers for 120 GHz. *Opt. Express*, 24, 28968, 2016.
- A. Soltani, D. Jahn, L. Duschek, E. Castro-Camus, M. Koch, W. Withayachumnankul. Attenuated Total Reflection Terahertz Time-Domain Spectroscopy: Uncertainty Analysis and Reduction Scheme. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, 6, 32, 2016.
- Y. Monnai, D. Jahn, W. Withayachumnankul, M. Koch, H. Shinoda. Terahertz plasmonic Bessel beamformer. *Appl. Phys. Lett.*, 106, 21101, 2015.

Konferenzbeiträge

- S. Firoozabadi, F. Beltran-Mejia, A. Soltani, D. Jahn, S. F. Busch, J. C. Balzer, M. Koch. THz transmission blazed grating made out of paper tissue. *42nd Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, IEEE, pp. 1–2, 2017.

- D. Jahn, M. Weidenbach, L. Becker, J. Lehr, S. F. Busch, Y. Monnai, J. C. Balzer, M. Koch. 3D printed chirped dielectric waveguide for focusing applications. *41st Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves* 2016.
- D. Jahn, A. Soltani, J. C. Balzer, M. Koch, W. Withayachumnankul. Fabry-perot cavity for sensing polar liquids at terahertz frequencies. *41st Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, 2016.
- L. Oberto, M. Bisi, D. Jahn, S. Lippert, L. Brunetti. Set-up of a THz Time Domain Spectrometer at INRIM. *29th Conf. Precis. Electromagn. Meas. (CPEM 2014)*, IEEE, pp. 188–189, 2014.
- Y. Monnai, W. Withayachumnankul, D. Jahn, M. Koch, H. Shinoda. Terahertz vector bessel beams generated by plasmonic waveguide scattering. *39th Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, IEEE, pp. 1–2, 2014.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Koch, der mir diese Dissertation durch sein Vertrauen und seine Unterstützung durch kritische Nachfragen sowie zahlreiche thematische Diskussionen ermöglicht hat. Großer Dank gilt Dr. Withawat Withayachumnankul und Prof. Dr. Yasuaki Monnai für die vielen inhaltlichen Diskussionen zu dem Themengebiet der Plasmonik und für immer wieder neue Ideen und eine Menge Hilfe bei den numerischen Simulationen. Ferner gilt ein Dank Prof. Dr. Ibraheem Al-Naib sowie allen Kooperationspartnern, insbesondere Ralph Eckstein, für alle Diskussion rund um das Thema der Aerosol-Jet gedruckten THz-Metamaterialien.

Ebenfalls bedanke ich mich bei Prof. Dr. Martin Hofmann für sein Interesse an meiner Arbeit und dafür, dass er mir als Prüfer zur Verfügung steht.

Meinen Kollegen in der AG Experimentelle Halbleiterphysik der Phillips-Universität Marburg danke ich besonders für die zahlreichen thematischen Diskussionen sowie die stetige Unterstützung und Hilfe während der Promotion. Dr. Jan Balzer gilt hier ein besonderer Dank, der mich durch seine Empathie und Hilfsbereitschaft und durch zahlreiche inhaltliche und strukturelle Diskussionen immer wieder motiviert hat. Weiterhin gilt ein besonderer Dank Arno Rehn für ständige Hilfe in Softwarefragen und Amin Soltani für die motivierende Arbeit zur Messgenauigkeit in ATR-Langzeitmessungen und der gemeinsamen Forschung am Sensor für polare Flüssigkeiten. Auch meinen Studenten Jannik Lehr und Marcel Weidenbach, die ständig Hilfe für alle Fragen rund um den 3D-Druck bieten konnten danke ich. Für einen abwechslungsreichen Ausgleich zur Arbeit und besondere Gespräche danke ich Steffen Schumann und Christoph Möller.

Dem Evangelischen Studienwerk Villigst danke ich für die finanzielle Förderung der Promotion. Die vielfältigen Veranstaltungen trugen zu einer Erweiterung des Horizontes über das eigene Fachgebiet hinaus bei.

Darüber hinaus bin ich Dr. Marco Bisi und Dr. Luca Oberto von dem Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica sehr dankbar für die Unterstützung und hilfreichen Diskussionen zum Thema der Messgenauigkeit in THz-Zeitbereichsmessungen. Luisa Jahn, Mikhail Mikerov und Lennart Duschek für das aufmerksame Korrekturlesen und viel inhaltliches Feedback.

Meiner Familie danke ich von Herzen, denn ohne sie als feste, rahmengebende Säulen in meinem Leben wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Herzlichen Dank!

Literaturverzeichnis

- [1] Erik Bründermann, Heinz-Wilhelm Hübers, and Maurice FitzGerald Kimmitt. *Terahertz Techniques*, volume 151 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2012.
- [2] Yun Shik Lee. *Principles of terahertz science and technology*. Springer US, 2009.
- [3] X. C. Zhang and Jingzhou Xu. *Introduction to THz wave photonics*. Springer US, Boston, MA, 2010.
- [4] P.U. Jepsen, D.G. Cooke, and M. Koch. Terahertz spectroscopy and imaging - Modern techniques and applications. *Laser & Photonics Reviews*, 5(1):124–166, jan 2011.
- [5] Kai-Erik Peiponen, Axel Zeitler, and Makoto Kuwata-Gonokami, editors. *Terahertz Spectroscopy and Imaging*, volume 171 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2013.
- [6] Masayoshi Tonouchi. Cutting-edge terahertz technology. *Nature Photonics*, 1(2):97–105, feb 2007.
- [7] P. F. Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$. *Journal of the Optical Society of America B*, 3(1):125, 1986.
- [8] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles. *Applied Physics Letters*, 45(3):284–286, 1984.
- [9] D. H. Auston and K. P. Cheung. Coherent time-domain far-infrared spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America B*, 2(4):606, apr 1985.
- [10] K. P. Cheung and D. H. Auston. Excitation of Coherent Phonon Polaritons with Femtosecond Optical Pulses. *Physical Review Letters*, 55(20):2152–2155, nov 1985.
- [11] M. B. Ketchen, D. Grischkowsky, T. C. Chen, C-C. Chi, I. N. Duling, N. J. Halas, J-M. Halbout, J. A. Kash, and G. P. Li. Generation of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines. *Applied Physics Letters*, 48(12):751–753, mar 1986.
- [12] Ch. Fattinger and D. Grischkowsky. Point source terahertz optics. *Applied Physics Letters*, 53(16):1480–1482, oct 1988.

- [13] Ch. Fattinger and D. Grischkowsky. Terahertz beams. *Applied Physics Letters*, 54(6):490–492, 1989.
- [14] D. Grischkowsky, Søren Keiding, Martin van Exter, and Ch. Fattinger. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors. *Journal of the Optical Society of America B*, 7(10):2006, oct 1990.
- [15] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. E. Nelson. 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiberring laser. *Opt. Lett.*, 18(13):1080–1082, Jul 1993.
- [16] B. Sartorius, H. Roehle, H. Künzel, J. Böttcher, M. Schlak, D. Stanze, H. Venghaus, and M. Schell. All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 μm telecom wavelengths. *Opt. Express*, 16(13):9565–9570, Jun 2008.
- [17] Rafal Wilk, Martin Mikulics, Klaus Biermann, Harald Kunzel, Ida Z. Kozma, Ronald Holzwarth, Bernd Sartorius, Michael Mei, and Martin Koch. THz Time-Domain Spectrometer Based on LT-InGaAs Photoconductive Antennas Exited by a 1.55 μm Fibre Laser. In *2007 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, volume 1, pages 1–2. IEEE, may 2007.
- [18] Roman J. B. Dietz, Marina Gerhard, Dennis Stanze, Martin Koch, Bernd Sartorius, and Martin Schell. THz generation at 1.55 μm excitation: six-fold increase in THz conversion efficiency by separated photoconductive and trapping regions. *Optics Express*, 19(27):25911, dec 2011.
- [19] J R Middendorf and E R Brown. THz generation using extrinsic photoconductivity at 1550 nm. *Optics Express*, 20(15):16504, jul 2012.
- [20] R. J B Dietz, R. Wilk, B. Globisch, H. Roehle, D. Stanze, S. Ullrich, S. Schumann, N. Born, M. Koch, B. Sartorius, and M. Schell. Low Temperature Grown Be-doped InGaAs/InAlAs Photoconductive Antennas Excited at 1030 nm. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 34(3-4):231–237, apr 2013.
- [21] Frank Rutz, Martin Koch, Shilpa Khare, Martin Moneke, Heike Richter, and Uwe Ewert. Terahertz quality control of polymeric products. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 27(4):547–556, Apr 2006.
- [22] Louise Ho, Michael Pepper, and Philip Taday. Terahertz spectroscopy: Signatures and fingerprints. *Nature Photonics*, 2(September):541–543, 2008.
- [23] Professor Dr. George Grüner (eds.) George Grüner (auth.). *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids*. Topics in Applied Physics 74. Springer Berlin Heidelberg, 1998.

- [24] Philip F. Taday. Applications of terahertz spectroscopy to pharmaceutical sciences. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 362(1815):351–364, feb 2004.
- [25] Takeshi Yasui, Eisuke Saneyoshi, and Tsutomu Araki. Asynchronous optical sampling terahertz time-domain spectroscopy for ultrahigh spectral resolution and rapid data acquisition. *Applied Physics Letters*, 87(6):061101, aug 2005.
- [26] Christian Jördens and Martin Koch. Detection of foreign bodies in chocolate with pulsed terahertz spectroscopy. *Optical Engineering*, 47(3):037003, mar 2008.
- [27] P Mousavi, F Haran, D Jez, F Santosa, and J S Dodge. Simultaneous composition and thickness measurement of paper using terahertz time-domain spectroscopy. *Appl Opt*, 48(33):6541–6546, 2009.
- [28] C. Jördens, S. Wietzke, M. Scheller, and M. Koch. Investigation of the water absorption in polyamide and wood plastic composite by terahertz time-domain spectroscopy. *Polymer Testing*, 29(2):209–215, apr 2010.
- [29] Nicholas Karpowicz, Hua Zhong, Cunlin Zhang, Kuang-I Lin, Jenn-Shyong Hwang, Jingzhou Xu, and X.-C. Zhang. Compact continuous-wave subterahertz system for inspection applications. *Applied Physics Letters*, 86(5):054105, jan 2005.
- [30] John F Federici, Brian Schulkin, Feng Huang, Dale Gary, Robert Barat, Filipe Oliveira, and David Zimdars. THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs. *Semiconductor Science and Technology*, 20(7):S266–S280, 2005.
- [31] David Zimdars, Jeffrey S. White, G. Stuk, A. Chernovsky, G. Fichter, and S. Williamson. Large area terahertz imaging and non-destructive evaluation applications. *Insight: Non-Destructive Testing and Condition Monitoring*, 48(9):537–539, 2006.
- [32] N. Krumbholz, C. Jansen, M. Scheller, T. Müller-Wirts, S. Lübbecke, R. Holzwarth, R. Scheunemann, R. Wilk, B. Sartorius, H. Roehle, D. Stanze, J. Beckmann, L. S. von Chrzanowski, U. Ewert, and M. Koch. Handheld terahertz spectrometer for the detection of liquid explosives. In Keith A. Krapels and Neil A. Salmon, editors, *Proc. of SPIE*, volume 7485, page 748504, sep 2009.
- [33] K. Krügener, M. Schwerdtfeger, Stefan F. Busch, A. Soltani, E. Castro-Camus, M. Koch, and W. Viöl. Terahertz meets sculptural and architectural art: Evaluation and conservation of stone objects with T-ray technology. *Scientific Reports*, 5(1):14842, dec 2015.
- [34] Corinna L. Koch Dandolo, Marcello Picollo, Costanza Cucci, and Peter Uhd Jepsen. Non-invasive Florentine Renaissance Panel Painting Replica Structures Investigation by Using Terahertz Time-Domain Imaging (THz-TDI) Technique. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 37(11):1148–1156, nov 2016.

- [35] Junliang Dong, J. Bianca Jackson, Marcello Melis, David Giovanacci, Gillian C. Walker, Alexandre Locquet, John W. Bowen, and D. S. Citrin. Terahertz frequency-wavelet domain deconvolution for stratigraphic and subsurface investigation of art painting. *Optics Express*, 24(23):26972, nov 2016.
- [36] Benedikt Scherger, Maik Scheller, Christian Jansen, Martin Koch, and Karin Wiesauer. Terahertz lenses made by compression molding of micropowders. *Appl. Opt.*, 50(15):2256–2262, May 2011.
- [37] Mira Naftaly and Richard Dudley. Terahertz reflectivities of metal-coated mirrors. *Applied optics*, 50(19):3201–4, 2011.
- [38] Jianming Dai, Jiangquan Zhang, Weili Zhang, and D. Grischkowsky. Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon. *J. Opt. Soc. Am. B*, 21(7):1379–1386, Jul 2004.
- [39] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 16(1):42–44, Jan 1991.
- [40] Julien Klein and James D. Kafka. The Ti:Sapphire laser: The flexible research tool. *Nature Photonics*, 4(5):289–289, may 2010.
- [41] Norman Krumbholz. *Fasergekoppelte Terahertz-Zeitbereichsspektrometer: Entwicklung und Anwendung*. PhD thesis, Technische Universität Braunschweig, 2010.
- [42] Amin Soltani, David Jahn, Lennart Duschek, Enrique Castro-Camus, Martin Koch, and Withawat Withayachumnankul. Attenuated Total Reflection Terahertz Time-Domain Spectroscopy: Uncertainty Analysis and Reduction Scheme. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 6(1):32–39, jan 2016.
- [43] P.H. Peter H P.H. Peter H Siegel. Terahertz technology. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 50(3):910–928, 2002.
- [44] H Roehle, R J B Dietz, H J Hensel, J Böttcher, H Künzel, D Stanze, M Schell, and B Sartorius. Next generation 1.5 μ m terahertz antennas: mesa-structuring of InGaAs/InAlAs photoconductive layers. *Optics Express*, 18(3):2296, feb 2010.
- [45] P. Uhd Jepsen, R. H. Jacobsen, and S. R. Keiding. Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas. *Journal of the Optical Society of America B*, 13(11):2424, nov 1996.
- [46] K. Ezdi, B. Heinen, C. Jördens, N. Vieweg, N. Krumbholz, R. Wilk, M. Mikulics, and M. Koch. A hybrid time-domain model for pulsed terahertz dipole antennas. *Journal of the European Optical Society - Rapid publications*, 4(0), 2009.

- [47] N. Vieweg, F. Rettich, A. Deninger, H. Roehle, R. Dietz, T. Göbel, and M. Schell. Terahertz-time domain spectrometer with 90 dB peak dynamic range. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 35(10):823–832, oct 2014.
- [48] Arno Rehn, David Jahn, Jan C. Balzer, and Martin Koch. Periodic sampling errors in terahertz time-domain measurements. *Optics Express*, 25(6):6712, mar 2017.
- [49] Reinhard Lerch. *Elektrische Messtechnik*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2016.
- [50] D You and P H Bucksbaum. Propagation of half-cycle far infrared pulses. *Journal of the Optical Society of America B*, 14(7):1651, jul 1997.
- [51] A. E. Kaplan. Diffraction-induced transformation of near-cycle and subcycle pulses. *Journal of the Optical Society of America B*, 15(3):951–956, 1998.
- [52] Simin Feng, Herbert G Winful, and Robert W Hellwarth. Gouy shift and temporal reshaping of focused single-cycle electromagnetic pulses. *Optics Letters*, 23(5):385, mar 1998.
- [53] Martin van Exter and Daniel R. Grischkowsky. Characterization of an optoelectronic terahertz beam system. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 38(11):1684–1691, 1990.
- [54] J. E. Pedersen, I. Balslev, J. M. Hvam, and S. R. Keiding. Terahertz pulses from semiconductor-air interfaces. *Applied Physics Letters*, 61(12):1372–1374, 1992.
- [55] B. B. Hu and M. C. Nuss. Imaging with terahertz waves. *Opt. Lett.*, 20(16):1716–1718, Aug 1995.
- [56] Wai Lam Chan, Jason Deibel, and Daniel M Mittleman. Imaging with terahertz radiation. *Reports on Progress in Physics*, 70(8):1325–1379, aug 2007.
- [57] Alan WeiMin Lee and Qing Hu. Real-time, continuous-wave terahertz imaging by use of a microbolometer focal-plane array. *Optics Letters*, 30(19):2563–2565, Oct 2005.
- [58] C. Chevalier and et. al. Introducing a 384x288 pixel terahertz camera core. volume 8624, pages 86240F–86240F–8, 2013.
- [59] Denis Dufour and et. al. Review of terahertz technology development at ino. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 36(10):922–946, Oct 2015.
- [60] Q. Wu, T. D. Hewitt, and X.-C. Zhang. Two-dimensional electro-optic imaging of THz beams. *Applied Physics Letters*, 69(8):1026–1028, 1996.

- [61] Q. Wu, F. G. Sun, P. Campbell, and X.-C. Zhang. Dynamic range of an electro-optic field sensor and its imaging applications. *Applied Physics Letters*, 68(23):3224–3226, jun 1996.
- [62] E. Stübling, Y. Bauckhage, E. Jelli, B. Fischer, B. Globisch, M. Schell, A. Heinrich, J.C. Balzer, and M. Koch. A THz Tomography System for Arbitrarily Shaped Samples. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, jun 2017.
- [63] Roman J. B. Dietz, Nico Vieweg, Thomas Puppe, Armin Zach, Björn Globisch, Thorsten Göbel, Patrick Leisching, and Martin Schell. All fiber-coupled thz-tds system with khz measurement rate based on electronically controlled optical sampling. *Opt. Lett.*, 39(22):6482–6485, Nov 2014.
- [64] C. Janke, M. Först, M. Nagel, H. Kurz, and A. Bartels. Asynchronous optical sampling for high-speed characterization of integrated resonant terahertz sensors. *Opt. Lett.*, 30(11):1405–1407, Jun 2005.
- [65] Alexander M. Sinyukov, Zhiwei Liu, Yew Li Hor, Ke Su, Robert B. Barat, Dale E. Gary, Zoi-Heleni Michalopoulou, Ivan Zorych, John F. Federici, and David Zimdars. Rapid-phase modulation of terahertz radiation for high-speed terahertz imaging and spectroscopy. *Opt. Lett.*, 33(14):1593–1595, Jul 2008.
- [66] O. K. Liebisch, D. Einecke, and D. Ekorsy. Ultrafast time-domain spectroscopy system using 10 GHz asynchronous optical sampling with 100 kHz scan rate. *Optics Express*, 24(26):1613–1617, dec 2016.
- [67] Hübner-System: T-Spectralyzer. <http://www.hubner-photonics.com/products/terahertz-technology/terahertz-spectrometers/t-spectralyzer>. Accessed: 2017-08-24.
- [68] B. Globisch, R. J.B. Dietz, R. B. Kohlhaas, T. Göbel, M. Schell, D. Alcer, M. Semtsiv, and W. T. Masselink. Iron doped InGaAs: Competitive THz emitters and detectors fabricated from the same photoconductor. *Journal of Applied Physics*, 121(5):053102, 2017.
- [69] Ralf Gente. *Wasserstatusüberwachung an Nutzpflanzen mittels THz-Spektroskopie*. PhD thesis, Philipps-Universität Marburg, 2016.
- [70] Matthew T Reiten, Stacey A Harmon, and Richard Alan Cheville. Terahertz beam propagation measured through three-dimensional amplitude profile determination. *Journal of the Optical Society of America B*, 20(10):2215, oct 2003.
- [71] P Uhd Jepsen and S R Keiding. Radiation patterns from lens-coupled terahertz antennas. *Optics Letters*, 20(8):807, apr 1995.

- [72] Andreas Bitzer, Markus Walther, Andreas Kern, Stefan Gorenflo, and Hanspeter Helm. Examination of the spatial and temporal field distributions of single-cycle terahertz pulses at a beam focus. *Applied Physics Letters*, 90(7):071112, feb 2007.
- [73] Andreas Bitzer, Hanspeter Helm, and Markus Walther. Beam-Profiling and Wavefront-Sensing of THz Pulses at the Focus of a Substrate-Lens. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 14(2):476–481, 2008.
- [74] Die strahlqualität von lasern. https://application.wiley-vch.de/berlin/journals/ltj/04-02/ltj_63_66.pdf. Accessed: 2017-08-24.
- [75] A. E. Siegman. How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality. In *DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers: Applications and Issues*, volume 17, page MQ1, Washington, D.C., 1998. OSA.
- [76] ISO-Norm. Iso 11146-1. *International Standard*, 1(15):16, 2005.
- [77] J. F. Molloy, M. Naftaly, and R. A. Dudley. Characterization of terahertz beam profile and propagation. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19(1):8401508–8401508, Jan 2013.
- [78] Roman J B Dietz, Björn Globisch, Marina Gerhard, Ajanthkrishna Velauthapillai, Dennis Stanze, Helmut Roehle, Martin Koch, Thorsten Göbel, and Martin Schell. 64 μ W pulsed terahertz emission from growth optimized InGaAs/InAlAs heterostructures with separated photoconductive and trapping regions. *Applied Physics Letters*, 103(6):061103, aug 2013.
- [79] Andreas Steiger, Mathias Kehrt, Christian Monte, and Ralf Müller. Traceable terahertz power measurement from 1 THz to 5 THz. *Optics Express*, 21(12):14466, jun 2013.
- [80] S Wang, T Yuan, E D Walsby, R J Blaikie, S M Durbin, D R S Cumming, J Xu, and X C Zhang. Characterization of T-ray binary lenses. *Optics Letters*, 27(13):1183–1185, 2002.
- [81] Hongwen Ren, Yun-Hsing Fan, and Shin-Tson Wu. Tunable Fresnel lens using nanoscale polymer-dispersed liquid crystals. *Applied Physics Letters*, 83(8):1515, aug 2003.
- [82] E D Walsby, J Alton, C Worrall, H E Beere, D a Ritchie, and D R S Cumming. Imprinted diffractive optics for terahertz radiation. *Optics letters*, 32(9):1141–1143, apr 2007.
- [83] Maciej Sypek, Michał Makowski, Emilie Hérault, Agnieszka Siemion, Andrzej Siemion, Jarosław Suszek, Frédéric Garet, and Jean-Louis Coutaz. Highly efficient broadband double-sided Fresnel lens for THz range. *Optics letters*, 37(12):2214–2216, jun 2012.

- [84] Agnieszka Siemion, Andrzej Siemion, Michał Makowski, Jarosław Suszek, Jarosław Bomba, Adam Czerwiński, Frédéric Garet, Jean-Louis Coutaz, and Maciej Sypek. Diffractive paper lens for terahertz optics. *Optics Letters*, 37(20):4320, oct 2012.
- [85] A. Mekys, L. Minkevičius, G. Račiukaitis, V. Tamošiunas, R. Venckevičius, I. Kašalynas, B. Voisiat, D. Seliuta, and G. Valušis. Terahertz zone plates with integrated laser-ablated bandpass filters. *Electronics Letters*, 49(1):49–50, jan 2013.
- [86] Norman Born, Ralf Gente, Ibraheem a. I. Al-Naib, and Martin Koch. Laser beam machined free-standing terahertz metamaterials. *Electronics Letters*, 51(13):1012–1014, jun 2015.
- [87] Withawat Withayachumnankul, Bernd M Fischer, Hungyen Y Lin, and Derek Abbott. Uncertainty in terahertz time-domain spectroscopy measurement. *Journal of the Optical Society of America B*, 25(6):1059, jun 2008.
- [88] Matthias Krüger, Stefan Funkner, Erik Bründermann, and Martina Havenith. Uncertainty and ambiguity in terahertz parameter extraction and data analysis. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 32(5):699–715, may 2011.
- [89] Mira Naftaly. *Terahertz metrology*. Artech House, 2015.
- [90] Jingzhou Xu, Tao Yuan, Samuel Micken, and X. C Zhang. Limit of Spectral Resolution in Terahertz Time-Domain Spectroscopy. *Chinese Physics Letters*, 20(8):1266–1268, aug 2003.
- [91] Samuel P. Micken, Jingzhou Xu, Jesper Munch, X.-C. Zhang, and Derek Abbott. The limit of spectral resolution in THz time-domain spectroscopy. In Chennupati Jagadish, Kent D. Choquette, Benjamin J. Eggleton, Brett D. Nener, and Keith A. Nugent, editors, *Proc. SPIE Photonics: Design, Technology, and Packaging*, volume 5277, page 54, mar 2004.
- [92] Chih-Yu Jen and Christiaan Richter. Sample Thickness Measurement with THz-TDS: Resolution and Implications. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 35(10):840–859, oct 2014.
- [93] Mira Naftaly and Richard Dudley. Methodologies for determining the dynamic ranges and signal-to-noise ratios of terahertz time-domain spectrometers. *Optics Letters*, 34(8):1213, apr 2009.
- [94] Mira Naftaly and Richard Dudley. Linearity calibration of amplitude and power measurements in terahertz systems and detectors. *Optics Letters*, 34(5):674, mar 2009.
- [95] D. Jahn, S. Lippert, M. Bisi, L. Oberto, J. C. Balzer, and M. Koch. On the Influence of Delay Line Uncertainty in THz Time-Domain Spectroscopy. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 37(6):605–613, jun 2016.

- [96] A. Soltani, T. Probst, S. F. Busch, M. Schwerdtfeger, E. Castro-Camus, and M. Koch. Error from Delay Drift in Terahertz Attenuated Total Reflection Spectroscopy. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 35(5):468–477, may 2014.
- [97] Amin Soltani, Stefan F. Busch, Patrick Plew, Jan C. Balzer, and Martin Koch. THz ATR Spectroscopy for Inline Monitoring of Highly Absorbing Liquids. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 37(10):1001–1006, oct 2016.
- [98] Julius S. Bendat and Allan G. Piersol. *Random Data*. Wiley Series in Probability and Statistics. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, jan 2010.
- [99] Michael Grabe. *Measurement Uncertainties in Science and Technology*. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 2005.
- [100] M. Garcia-Gracia, J Letosa, J.M. Artacho, and J.M. Fornies-Marquina. A time domain method for determining the relaxation time spectra. *IEEE Transactions on Magnetism*, 33(2):1464–1467, mar 1997.
- [101] P. Y. Han, M. Tani, M. Usami, S. Kono, R. Kersting, and X.-C. Zhang. A direct comparison between terahertz time-domain spectroscopy and far-infrared Fourier transform spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 89(4):2357–2359, feb 2001.
- [102] Lionel Duvillaret, Frédéric Garet, and Jean-Louis Coutaz. Influence of noise on the characterization of materials by terahertz time-domain spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America B*, 17(3):452–461, mar 2000.
- [103] Withawat Withayachumnankul, John F. O’Hara, Wei Cao, Ibraheem Al-Naib, and Weili Zhang. Limitation in thin-film sensing with transmission-mode terahertz time-domain spectroscopy. *Optics Express*, 22(1):972, jan 2014.
- [104] Saroj R. Tripathi, Makoto Aoki, Kento Mochizuki, Iwao Hosako, Toshiaki Asahi, and Norihisa Hiromoto. Practical method to estimate the standard deviation in absorption coefficients measured with THz time-domain spectroscopy. *Optics Communications*, 283(12):2488–2491, 2010.
- [105] Joint Committee for Guides in Metrology. Jcgm 100: Evaluation of measurement data - guide to the expression of uncertainty in measurement. Technical report, JCGM, 2008.
- [106] Lionel Duvillaret, Frédéric Garet, and Jean-Louis Coutaz. Highly precise determination of optical constants and sample thickness in terahertz time-domain spectroscopy. *Applied Optics*, 38(2):409, jan 1999.
- [107] Rafal Wilk, Ioachin Pupeza, Radu Cernat, and Martin Koch. Highly Accurate THz Time-Domain Spectroscopy of Multilayer Structures. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 14(2):392–398, 2008.

- [108] Maik Scheller and Martin Koch. Fast and Accurate Thickness Determination of Unknown Materials using Terahertz Time Domain Spectroscopy. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 30(7):762–769, jul 2009.
- [109] Da-xiang Zhou, E. P. J. Parrott, Douglas J. Paul, and J. Axel Zeitler. Determination of complex refractive index of thin metal films from terahertz time-domain spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 104(5):053110, sep 2008.
- [110] L. Duvillaret, F. Garet, and J. L. Coutaz. A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2(3):739–746, Sept 1996.
- [111] A. Roggenbuck, H. Schmitz, A. Deninger, I Cámara Mayorga, J. Hemberger, R. Güsten, and M. Grüninger. Coherent broadband continuous-wave terahertz spectroscopy on solid-state samples. *New Journal of Physics*, 12(4):043017, apr 2010.
- [112] Maik Scheller, Christian Jansen, and Martin Koch. Analyzing sub-100- μm samples with transmission terahertz time domain spectroscopy. *Optics Communications*, 282(7):1304–1306, apr 2009.
- [113] Eric O. LEBIGOT. Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties. <http://pythonhosted.org/uncertainties/>, 2017.
- [114] David Jahn and Jannik Lehr. therapy. <https://github.com/jahnd/therapy/>, 2017.
- [115] Timothy D Dorney, Richard G Baraniuk, and Daniel M Mittleman. Material parameter estimation with terahertz time-domain spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America A*, 18(7):1562, jul 2001.
- [116] John F. O’Hara, Withawat Withayachumnankul, and Ibraheem Al-Naib. A review on thin-film sensing with terahertz waves. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 33(3):245–291, mar 2012.
- [117] Withawat Withayachumnankul, Bernd M Fischer, and Derek Abbott. Numerical removal of water vapour effects from terahertz time-domain spectroscopy measurements. *Proceedings of the Royal Society A*, 464(October 2007):2435–2456, sep 2008.
- [118] Junliang Dong, Alexandre Locquet, and D. S. Citrin. Enhanced Terahertz Imaging of Small Forced Delamination in Woven Glass Fibre-reinforced Composites with Wavelet De-noising. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 37(3):289–301, 2016.
- [119] Gillian C Walker, John W Bowen, Julien Labaune, J-Bianca Jackson, Sillas Hadji-loucas, John Roberts, Gerard Mourou, and Michel Menu. Terahertz deconvolution. *Optics Express*, 20(25):27230, dec 2012.

- [120] José Vázquez-Cabo, Pedro Chamorro-Posada, Francisco Javier Fraile-Peláez, Óscar Rubiños-López, José María López-Santos, and Pablo Martín-Ramos. Windowing of THz time-domain spectroscopy signals: A study based on lactose. *Optics Communications*, 366:386–396, may 2016.
- [121] F. J. Harris. *Windows, harmonic analysis, and the discrete fourier transform*. Number September. Undersea Surveillance Department, 1976.
- [122] Simon Haykin. *Nonlinear Methods of Spectral Analysis*. Topics in Applied Physics 34. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2 edition, 1983.
- [123] Eric Jones, Travis Oliphant, Pearu Peterson, and Others. {SciPy}: Open source scientific tools for {Python}. <http://www.scipy.org/>.
- [124] Daniel Molter, Manuel Trierweiler, Frank Ellrich, Joachim Jonuscheit, and Georg von Freymann. Interferometry-aided delay lines for high-precision terahertz time-domain spectroscopy. In *2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, volume 2016-Novem, pages 1–2. IEEE, sep 2016.
- [125] Junxi Zhang and Lide Zhang. Nanostructures for surface plasmons. *Advances in Optics and Photonics*, 4(2):157, jun 2012.
- [126] Ekmel Ozbay. Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions. *Science*, 311(5758):189–193, jan 2006.
- [127] Harry A. Atwater. The promise of plasmonics. *Scientific American*, 37(9):56–63, may 2007.
- [128] A. Sommerfeld. Über die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes. *Annalen der Physik und Chemie*, 303(2):233–290, 1899.
- [129] J. Zenneck. Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie. *Annalen der Physik*, 328(10):846–866, 1907.
- [130] U. Fano. The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld’s Waves). *Journal of the Optical Society of America*, 31(3):213, 1941.
- [131] James R Wait. The Ancient and Modern History of EM Ground-Wave Propagation. *IEEE Antennas Propag. Mag.*, 40(5):7–24, 1998.
- [132] R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, and R. N. Hamm. Surface-plasmon resonance effect in grating diffraction. *Phys. Rev. Lett.*, 21:1530–1533, Nov 1968.
- [133] Jiri Homola, Sinclair S. Yee, and Gunter Gauglitz. Surface plasmon resonance sensors: review. *Sensors and Actuators, B: Chemical*, 54(1):3–15, jan 1999.

- [134] Priyabrata Pattnaik. Surface plasmon resonance. *Applied Biochemistry and Biotechnology*, 126(2):79–92, Aug 2005.
- [135] Xiaowei Guo. Surface plasmon resonance based biosensor technique: A review. *Journal of Biophotonics*, 5(7):483–501, jul 2012.
- [136] Georg Goubau. Surface Waves and Their Application to Transmission Lines. *Journal of Applied Physics*, 21(11):1119–1128, nov 1950.
- [137] R. Ulrich and M. Tacke. Submillimeter waveguiding on periodic metal structure. *Applied Physics Letters*, 22(5):251–253, mar 1973.
- [138] D. L. Mills and A. A. Maradudin. Surface corrugation and surface-polariton binding in the infrared frequency range. *Physical Review B*, 39(3):1569–1574, jan 1989.
- [139] a Madrazo and A.A Maradudin. Numerical solutions of the reduced Rayleigh equation for the scattering of electromagnetic waves from rough dielectric films on perfectly conducting substrates. *Optics Communications*, 134(1-6):251–263, jan 1997.
- [140] J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly. Diffraction-free beams. *Physical Review Letters*, 58(15):1499–1501, apr 1987.
- [141] V. Garcés-Chávez, D. McGloin, H Melville, W Sibbett, and K Dholakia. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam. *Nature*, 419(6903):145–147, sep 2002.
- [142] John H. McLeod. The axicon: A new type of optical element. *J. Opt. Soc. Am.*, 44(8):592–597, Aug 1954.
- [143] S. Monk, J. Arlt, D. A. Robertson, J. Courtial, and M. J. Padgett. Generation of Bessel beams at millimetre-wave frequencies by use of an axicon. *Optics Communications*, 170(4):213–215, 1999.
- [144] James Lloyd, Kanglin Wang, Adrian Barkan, and Daniel M Mittleman. Characterization of apparent superluminal effects in the focus of an axicon lens using terahertz time-domain spectroscopy. *Optics Communications*, 219(1):289 – 294, 2003.
- [145] M. U. Shaukat, P. Dean, S. P. Khanna, M. Lachab, S. Chakraborty, E. H. Linfield, and A. G. Davies. Generation of bessel beams using a terahertz quantum cascade laser. *Opt. Lett.*, 34(7):1030–1032, Apr 2009.
- [146] Assaf Bitman, Inon Moshe, and Zeev Zalevsky. Improving depth-of field in broadband thz beams using nondiffractive bessel beams. *Opt. Lett.*, 37(19):4164–4166, Oct 2012.
- [147] Gyeongsik Ok, Sung-Wook Choi, Kyung Park, and Hyang Chun. Foreign Object Detection by Sub-Terahertz Quasi-Bessel Beam Imaging. *Sensors*, 13(1):71–85, dec 2012.

- [148] Hongfu Meng, Bo Xiang, Jinglei Zhang, Wenbin Dou, and Yanzhong Yu. The generation of Bessel beam and its application in millimeter wave imaging. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 35(2):208–217, feb 2014.
- [149] Y. Monnai, H. Shinoda, and H. Hillmer. Focused terahertz radiation formed by coherently scattered surface plasmon polaritons from partially uncorrugated metal surfaces. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 104(4):913–917, sep 2011.
- [150] Yasuaki Monnai, Kristian Altmann, Christian Jansen, Martin Koch, Hartmut Hillmer, and Hiroyuki Shinoda. Terahertz beam focusing based on plasmonic waveguide scattering. *Applied Physics Letters*, 101(15):151116, 2012.
- [151] Yasuaki Monnai, Kristian Altmann, Christian Jansen, Hartmut Hillmer, Martin Koch, and Hiroyuki Shinoda. Terahertz beam steering and variable focusing using programmable diffraction gratings. *Optics express*, 21(2):2347–54, jan 2013.
- [152] Linfang Shen, Xudong Chen, and Tzong-Jer Yang. Terahertz surface plasmon polaritons on periodically corrugated metal surfaces. *Optics Express*, 16(5):3326, 2008.
- [153] J. T. Kindt and C. A. Schmuttenmaer. Far-infrared dielectric properties of polar liquids probed by femtosecond terahertz pulse spectroscopy. *The Journal of Physical Chemistry*, 100(24):10373–10379, 1996.
- [154] Stefan A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and applications*. Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- [155] J. Saxler, J. Gómez Rivas, C. Janke, H. P M Pellemans, P Haring Bolívar, H. Kurz, and P. Bolívar. Time-domain measurements of surface plasmon polaritons in the terahertz frequency range. *Physical Review B*, 69(15):155427, apr 2004.
- [156] Kanglin Wang and Daniel M. Mittleman. Metal wires for terahertz wave guiding. *Nature*, 432(7015):376–379, nov 2004.
- [157] Tae In Jeon, Jiangquan Zhang, and D. Grischkowsky. THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wire. *Applied Physics Letters*, 86(16):161904, apr 2005.
- [158] Tae-In Jeon and D. Grischkowsky. THz Zenneck surface wave (THz surface plasmon) propagation on a metal sheet. *Applied Physics Letters*, 88(6):061113, feb 2006.
- [159] J. Gómez Rivas, M. Kuttge, P. Haring Bolivar, H. Kurz, and J. a. Sánchez-Gil. Propagation of Surface Plasmon Polaritons on Semiconductor Gratings. *Physical Review Letters*, 93(25):256804, dec 2004.
- [160] T.W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, P. A. Wolff, T. Thio, and P. A. Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 391(6630):69–72, feb 1998.

- [161] J. B. Pendry, L. Martín-Moreno, and F. J. Garcia-Vidal. Mimicking surface plasmons with structured surfaces. *Science*, 305(5685):847–848, 2004.
- [162] Gagan Kumar, Shashank Pandey, Albert Cui, and Ajay Nahata. Planar plasmonic terahertz waveguides based on periodically corrugated metal films. *New Journal of Physics*, 13(3):033024, mar 2011.
- [163] Alastair P. Hibbins, Benjamin R. Evans, and J. Roy Sambles. Experimental verification of designer surface plasmons. *Science*, 308(5722):670–672, 2005.
- [164] Hua Cao and Ajay Nahata. Coupling of terahertz pulses onto a single metal wire waveguide using milled grooves. *Optics Express*, 13(18):7028, sep 2005.
- [165] F J Garcia-Vidal, L Martín-Moreno, and J B Pendry. Surfaces with holes in them: new plasmonic metamaterials. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 7(2):S97, 2005.
- [166] F. J. García-Vidal and L. Martín-Moreno. Transmission and focusing of light in one-dimensional periodically nanostructured metals. *Phys. Rev. B*, 66:155412, Oct 2002.
- [167] Anastasia Rusina, Maxim Durach, and Mark I. Stockman. Theory of spoof plasmons in real metals. *Applied Physics A: Materials Science and Processing*, 100(2):375–378, 2010.
- [168] Anastasia Rusina, Maxim Durach, Keith a Nelson, and Mark I Stockman. Nanoconcentration of terahertz radiation in plasmonic waveguides. *Optics express*, 16(23):18576–18589, 2008.
- [169] E. Kretschmann. Die bestimmung der oberflächenrauigkeit dünner schichten durch messung der winkelabhängigkeit der streustrahlung von oberflächenplasmaschwingungen. *Optics Communications*, 10(4):353–356, apr 1974.
- [170] Fuzi Yang and J. R. Sambles. Resonant Transmission of Microwaves through a Narrow Metallic Slit. *Physical Review Letters*, 89(6):063901, jul 2002.
- [171] Y. Takakura. Optical resonance in a narrow slit in a thick metallic screen. *Physical Review Letters*, 86(24):5601–5603, 2001.
- [172] H. J. Lezec, A. Degiron, E. Devaux, R. A. Linke, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, and T. W. Ebbesen. Beaming light from a subwavelength aperture. *Science*, 297(5582):820–822, 2002.
- [173] L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, H. J. Lezec, A. Degiron, and T. W. Ebbesen. Theory of Highly Directional Emission from a Single Subwavelength Aperture Surrounded by Surface Corrugations. *Physical Review Letters*, 90(16):167401, apr 2003.

- [174] Hua Cao, Amit Agrawal, and Ajay Nahata. Controlling the transmission resonance lineshape of a single subwavelength aperture. *Optics Express*, 13(3):763, feb 2005.
- [175] J. Durnin. Exact solutions for nondiffracting beams I The scalar theory. *Journal of the Optical Society of America A*, 4(4):651, apr 1987.
- [176] F. Gori, G. Guattari, and C. Padovani. Bessel-gauss beams. *Optics Communications*, 64(6):491 – 495, 1987.
- [177] M. R. Lapointe. Review of non-diffracting Bessel beam experiments. *Optics and Laser Technology*, 24(6):315–321, dec 1992.
- [178] Colin J R Sheppard, Shakil Rehman, Naveen K. Balla, Elijah Y S Yew, and Tang Wai Teng. Bessel beams: Effects of polarization. *Optics Communications*, 282(24):4647–4656, 2009.
- [179] Korbinian J. Kaltenecker, Alessandro Tuniz, Simon C. Fleming, Alexander Argyros, Boris T. Kuhlmeier, Markus Walther, and Bernd M. Fischer. Ultrabroadband perfect imaging in terahertz wire media using single-cycle pulses. *Optica*, 3(5):458–464, May 2016.
- [180] Stefan A. Maier, Steve R. Andrews, L. Martín-Moreno, and F. J. García-Vidal. Terahertz surface plasmon-polariton propagation and focusing on periodically corrugated metal wires. *Phys. Rev. Lett.*, 97:176805, Oct 2006.
- [181] Ajay Nahata and Wenqi Zhu. Electric field vector characterization of terahertz surface plasmons. *Optics Express*, 15(9):5616, apr 2007.
- [182] B. B. Hu, X.-C. Zhang, D. H. Auston, and P. R. Smith. Free-space radiation from electro-optic crystals. *Applied Physics Letters*, 56(6):506–508, 1990.
- [183] G. Gallot and D. Grischkowsky. Electro-optic detection of terahertz radiation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(8):1204–1212, Aug 1999.
- [184] Korbinian J. Kaltenecker. *Breaking the diffraction limit*. PhD thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2016.
- [185] A. Archambault, T. V. Teperik, F. Marquier, and J. J. Greffet. Surface plasmon Fourier optics. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 79(19):195414, may 2009.
- [186] Jiao Lin, J P Balthasar Mueller, Qian Wang, Guanghui Yuan, Nicholas Antoniou, Xiao-Cong Yuan, and Federico Capasso. Polarization-Controlled Tunable Directional Coupling of Surface Plasmon Polaritons. *Science*, 340(6130):331–334, 2013.
- [187] A. G. Engel and L. P. B. Katehi. Low-loss monolithic transmission lines for sub-millimeter and terahertz frequency applications. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 39(11):1847–1854, Nov 1991.

- [188] Michael Y. Frankel, Shantanu Gupta, Janis A. Valdmanis, and Gerard A. Mourou. Terahertz Attenuation and Dispersion Characteristics of Coplanar Transmission Lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 39(6):910–916, 1991.
- [189] A. Pavolotsky, D. Meledin, C. Risacher, M. Pantaleev, and V. Belitsky. Micromachining approach in fabricating of THz waveguide components. *Microelectronics Journal*, 36(7):683–686, jul 2005.
- [190] Shaghik Atakaramians, Shahraam Afshar V, Bernd M Fischer, Derek Abbott, and Tanya M Monroe. Porous fibers: a novel approach to low loss THz waveguides. *Optics express*, 16(12):8845–8854, 2008.
- [191] D. Chen and H. Chen. Highly Birefringent Low-Loss Terahertz Waveguide: Elliptical Polymer Tube. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 24(11-12):1553–1562, jan 2010.
- [192] Shaghik Atakaramians, Shahraam Afshar V., Tanya M. Monroe, and Derek Abbott. Terahertz dielectric waveguides. *Advances in Optics and Photonics*, 5(2):169, 2013.
- [193] Ajanta Barh, Bishnu Pada Pal, Govind P. Agrawal, Ravi K. Varshney, and B. M. Azizur Rahman. Specialty Fibers for Terahertz Generation and Transmission: A Review. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 22(2):365–379, mar 2016.
- [194] G Gallot, G Gallot, S P Jamison, S P Jamison, R W McGowan, R W McGowan, D Grischkowsky, and D Grischkowsky. Terahertz waveguides. *Journal Of The Optical Society Of America B Optical Physics*, 17(5):851–863, may 2000.
- [195] R. Mendis and D. Grischkowsky. Undistorted guided-wave propagation of subpicosecond terahertz pulses. *Optics Letters*, 26(11):846, 2001.
- [196] A. L. Bingham and D. Grischkowsky. High Q, one-dimensional terahertz photonic waveguides. *Applied Physics Letters*, 90(9):091105, feb 2007.
- [197] V Desmaris, D Meledin, A Pavolotsky, R Monje, and V Belitsky. All-metal micromachining for the fabrication of sub-millimetre and THz waveguide components and circuits. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 18(9):095004, sep 2008.
- [198] Rajind Mendis, Abhishek Nag, Frank Chen, and Daniel M. Mittleman. A tunable universal terahertz filter using artificial dielectrics based on parallel-plate waveguides. *Applied Physics Letters*, 97(13):131106, sep 2010.
- [199] Oleg Mitrofanov, Richard James, F. Aníbal Fernandez, Themistoklis K. Mavrogordatos, and James A. Harrington. Reducing Transmission Losses in Hollow THz Waveguides. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 1(1):124–132, sep 2011.

- [200] Robert W. McKinney, Yasuaki Monnai, Rajind Mendis, and Daniel Mittleman. Focused terahertz waves generated by a phase velocity gradient in a parallel-plate waveguide. *Optics Express*, 23(21):27947, 2015.
- [201] C. Rau, G. Torosyan, R. Beigang, and Kh Nerkararyan. Prism coupled terahertz waveguide sensor. *Applied Physics Letters*, 86(21):211119, may 2005.
- [202] Rajind Mendis, Victoria Astley, Jingbo Liu, and Daniel M. Mittleman. Terahertz microfluidic sensor based on a parallel-plate waveguide resonant cavity. *Applied Physics Letters*, 95(17):171113, 2009.
- [203] M. Gerhard, R. Beigang, and M. Rahm. Terahertz sensing with waveguides. In Nibir K. Dhar and Achyut K. Dutta, editors, *Proc. of SPIE*, volume 9854, page 98540Q, may 2016.
- [204] Nicholas J Karl, Robert W. McKinney, Yasuaki Monnai, Rajind Mendis, and Daniel M Mittleman. Frequency-division multiplexing in the terahertz range using a leaky-wave antenna. *Nature Photonics*, 9(11):717–720, sep 2015.
- [205] Shashank Pandey, Gagan Kumar, and Ajay Nahata. Slot waveguide-based splitters for broadband terahertz radiation. *Optics Express*, 18(22):23466, oct 2010.
- [206] Alisha J. Shutler and D. Grischkowsky. Gap independent coupling into parallel plate terahertz waveguides using cylindrical horn antennas. *Journal of Applied Physics*, 112(7):073102, oct 2012.
- [207] Stefan F. Busch, Marcel Weidenbach, Jan C. Balzer, and Martin Koch. THz Optics 3D Printed with TOPAS. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 37(4):303–307, apr 2016.
- [208] A. I. Hernandez-Serrano, M. Weidenbach, S. F. Busch, M. Koch, and E. Castro-Camus. Fabrication of gradient-refractive-index lenses for terahertz applications by three-dimensional printing. *Journal of the Optical Society of America B*, 33(5):928, may 2016.
- [209] Dominik Walter Vogt and Rainer Leonhardt. 3D-Printed Broadband Dielectric Tube Terahertz Waveguide with Anti-Reflection Structure. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 37(11):1086–1095, nov 2016.
- [210] Walter D. Furlan, Vicente Ferrando, Juan A. Monsoriu, Przemysław Zagrajek, Elżbieta Czerwińska, and Mieczysław Szustakowski. 3D printed diffractive terahertz lenses. *Optics Letters*, 41(8):1748, apr 2016.
- [211] A. I. Hernandez-Serrano and E. Castro-Camus. Quasi-Wollaston-Prism for Terahertz Frequencies Fabricated by 3D Printing. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 38(5):567–573, may 2017.

- [212] Stefan Busch, Thorsten Probst, Michael Schwerdtfeger, Roman Dietz, Jesús Palací, and Martin Koch. Terahertz transceiver concept. *Optics Express*, 22(14):16841, jul 2014.
- [213] M. Weidenbach, D. Jahn, A. Rehn, S. F. Busch, F. Beltrán-Mejía, J. C. Balzer, and M. Koch. 3D printed dielectric rectangular waveguides, splitters and couplers for 120 GHz. *Optics Express*, 24(25):28968, dec 2016.
- [214] A. Katzir, A. C. Livanos, and A. Yariv. Chirped-grating output couplers in dielectric waveguides. *Applied Physics Letters*, 30(5):225–226, 1977.
- [215] David Jahn, Marcel Weidenbach, Jannik Lehr, Leonard Becker, Felipe Beltrán-Mejía, Stefan F. Busch, Jan C. Balzer, and Martin Koch. 3D Printed Terahertz Focusing Grating Couplers. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 38(6):708–716, 2017.
- [216] Karl Joachim Ebeling. *Integrierte Optoelektronik*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1989.
- [217] E. A J Marcatili. Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics. *Bell System Technical Journal*, 48(7):2071–2102, sep 1969.
- [218] J. E. Goell. A Circular-Harmonic Computer Analysis of Rectangular Dielectric Waveguides. *Bell System Technical Journal*, 48(7):2133–2160, sep 1969.
- [219] R. G. Hunsperger, A. Yariv, and A. Lee. Parallel end-butt coupling for optical integrated circuits. *Applied Optics*, 16(4):1026, 1977.
- [220] Dirk Taillaert. *Grating {Couplers} as {Interface} between {Optical} {Fibres} and {Nanophotonic} {Waveguides}*. PhD thesis, Universiteit Gent, Belgium, nov 2004.
- [221] Stefan Busch. *Quasioptische Terahertz-Bauelemente*. PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2016.
- [222] Marcel Weidenbach. *3D-gedruckte dielektrische Wellenleiter für den Terahertz-Bereich*. PhD thesis, Philipps-Universität Marburg, 2016.
- [223] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz. Experimental Verification of a Negative Index of Refraction. *Science*, 292(5514):77–79, apr 2001.
- [224] D . R . Smith, J.B. Pendry, and M . C . K . Wiltshire. Metamaterials and Negative Refractive Index. *Science*, 305(5685):788–792, aug 2010.
- [225] Stefan Linden, Christian Enkrich, Martin Wegener, Jiangfeng Zhou, Thomas Koschny, and Costas M. Soukoulis. Magnetic response of metamaterials at 100 terahertz. *Science*, 306(5700):1351–1353, 2004.

- [226] Martin Soukoulis, Costas M; Linden, Stefan; Wegener. Negative Refractive Index at Optical Wavelengths. *Science*, 315(February):47–49, jan 2007.
- [227] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity. *Physical Review Letters*, 84(18):4184–4187, may 2000.
- [228] J. B. Pendry. Negative Refraction Makes a Perfect Lens. *Physical Review Letters*, 85(18):3966–3969, oct 2000.
- [229] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith. Controlling electromagnetic fields. *Science*, 312(5781):1780–1782, 2006.
- [230] R. Liu, C. Ji, J. J. Mock, J. Y. Chin, T. J. Cui, and D. R. Smith. Broadband ground-plane cloak. *Science*, 323(5912):366–369, 2009.
- [231] A. Q. Liu, W. M. Zhu, D. P. Tsai, and N. I. Zheludev. Micromachined tunable metamaterials: a review. *Journal of Optics*, 14(11):114009, nov 2012.
- [232] D R Smith, S Schultz, P Markoš, and C M Soukoulis. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients. *Physical Review B*, 65(19):195104, apr 2002.
- [233] D. R. Smith, D. C. Vier, Th Koschny, and C. M. Soukoulis. Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials. *Physical Review E*, 71(3):036617, mar 2005.
- [234] T. Kawabata, K. Takano, C. F. Hsieh, K. Akiyama, F. Miyamaru, M. W. Takeda, Y. Abe, Y. Tokuda, R. P. Pan, C. L. Pan, and M. Hangyo. Application of super-fine ink-jet printer to fabrication of terahertz planer metamaterials. In *2009 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, pages 1–2. IEEE, sep 2009.
- [235] Christopher L. Holloway, Andrew Dienstfrey, Edward F. Kuester, John F. O’Hara, Abul K. Azad, and Antoinette J. Taylor. A discussion on the interpretation and characterization of metafilms/metasurfaces: The two-dimensional equivalent of metamaterials. *Metamaterials*, 3(2):100–112, oct 2009.
- [236] Ralph Eckstein, Gerardo Hernandez-Sosa, Uli Lemmer, and Norman Mechau. Aerosol jet printed top grids for organic optoelectronic devices. *Organic Electronics*, 15(9):2135–2140, sep 2014.
- [237] Mohammad Mashayekhi, Lee Winchester, Louise Evans, Tim Pease, Mika Matti Laurila, Matti Mantysalo, Simon Ogier, Lluís Teres, and Jordi Carrabina. Evaluation of Aerosol, Superfine Inkjet, and Photolithography Printing Techniques for Metallization of Application Specific Printed Electronic Circuits. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 63(3):1246–1253, mar 2016.

- [238] Markus Walther, Alex Ortner, Henning Meier, Ute Löffelmann, Patrick J. Smith, and Jan G. Korvink. Terahertz metamaterials fabricated by inkjet printing. *Applied Physics Letters*, 95(25):251107, dec 2009.
- [239] Sung-Ho Lee, Sang-Yoon Gee, Chul Kang, and Chul-Sik Kee. Terahertz Wave Transmission Properties of Metallic Periodic Structures Printed on a Photo-paper. *Journal of the Optical Society of Korea*, 14(3):282–285, sep 2010.
- [240] Fumiaki Miyamaru, Mitsuo Wada Takeda, and Kazuo Taima. Characterization of Terahertz Metamaterials Fabricated on Flexible Plastic Films: Toward Fabrication of Bulk Metamaterials in Terahertz Region. *Applied Physics Express*, 2(4):042001, mar 2009.
- [241] Ranjan Singh, Eric Plum, Weili Zhang, and Nikolay I Zheludev. Highly tunable optical activity in planar achiral terahertz metamaterials. *Optics Express*, 18(13):13425, jun 2010.
- [242] Ranjan Singh, Ibraheem a I Al-Naib, Martin Koch, and Weili Zhang. Sharp Fano resonances in THz metamaterials. *Optics Express*, 19(7):6312, mar 2011.
- [243] Ibraheem A I Al-Naib, Christian Jansen, Norman Born, and Martin Koch. Polarization and angle independent terahertz metamaterials with high Q-factors. *Applied Physics Letters*, 98(9):091107, feb 2011.
- [244] Ranjan Singh, Zhen Tian, Jianguang Han, Carsten Rockstuhl, Jianqiang Gu, and Weili Zhang. Cryogenic temperatures as a path toward high-Q terahertz metamaterials. *Applied Physics Letters*, 96(7):071114, feb 2010.
- [245] Christian Jansen, Ibraheem A I Al-Naib, Norman Born, and Martin Koch. Terahertz metasurfaces with high Q-factors. *Applied Physics Letters*, 98(5):051109, jan 2011.
- [246] Hou-Tong Chen, John F. O’Hara, Abul K. Azad, Antoinette J. Taylor, Richard D. Averitt, David B. Shrekenhamer, and Willie J. Padilla. Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials. *Nature Photonics*, 2(5):295–298, may 2008.
- [247] Tobias Kampfrath, Koichiro Tanaka, and Keith A. Nelson. Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients. *Nature Photonics*, 7(9):680–690, aug 2013.
- [248] F. Falcone, T. Lopetegi, M. a G Laso, J. D. Baena, J. Bonache, M. Beruete, R. Marques, F. Martín, and M. Sorolla. Babinet principle applied to the design of metasurfaces and metamaterials. *Physical Review Letters*, 93(19):197401, nov 2004.
- [249] Hou-Tong Chen, John F. O’Hara, Antoinette J Taylor, Richard D Averitt, Clark Highstrete, Mark Lee, and Willie J Padilla. Complementary planar terahertz metamaterials. *Optics Express*, 15(3):1084, 2007.

- [250] Claire M. Watts, Xianliang Liu, and Willie J. Padilla. Metamaterial Electromagnetic Wave Absorbers. *Advanced Materials*, 24(23):OP98–OP120, jun 2012.
- [251] N. Vieweg, N. Born, I. Al-Naib, and M. Koch. Electrically Tunable Terahertz Notch Filters. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 33(3):327–332, mar 2012.
- [252] Neetesh Singh, Alessandro Tuniz, Richard Lwin, Shaghik Atakaramians, Alexander Argyros, Simon C Fleming, and Boris T Kuhlmeier. Fiber-drawn double split ring resonators in the terahertz range. *Optical Materials Express*, 2(9):1254, sep 2012.
- [253] Gagan Kumar, Albert Cui, Shashank Pandey, and Ajay Nahata. Planar terahertz waveguides based on complementary split ring resonators. *Optics Express*, 19(2):1072, jan 2011.
- [254] Hou-Tong Chen, Willie J. Padilla, Joshua M. O. Zide, Arthur C. Gossard, Antoinette J. Taylor, and Richard D. Averitt. Active terahertz metamaterial devices. *Nature*, 444(7119):597–600, nov 2006.
- [255] Mittleman Daniel. Device physics: A terahertz modulator. *Nature*, 444(7119):560–561, nov 2006.
- [256] Hu Tao, a. C. Strikwerda, K. Fan, W. J. Padilla, X. Zhang, and R. D. Averitt. Reconfigurable Terahertz Metamaterials. *Physical Review Letters*, 103(14):147401, oct 2009.
- [257] David Shrekenhamer, Saroj Rout, Andrew C. Strikwerda, Chris Bingham, Richard D. Averitt, Sameer Sonkusale, and Willie J. Padilla. High speed terahertz modulation from metamaterials with embedded high electron mobility transistors. *Opt. Express*, 19(10):9968–9975, May 2011.
- [258] Nassim Chikhi, Mikhail Lisitskiy, Gianpaolo Papari, Volodymyr Tkachenko, and Antonello Andreone. A hybrid tunable THz metadvice using a high birefringence liquid crystal. *Scientific Reports*, 6(1):34536, dec 2016.
- [259] S. J. Park, S. A. N. Yoon, and Y. H. Ahn. Dielectric constant measurements of thin films and liquids using terahertz metamaterials. *RSC Adv.*, 6(73):69381–69386, 2016.
- [260] Philippe Gay-Balmaz and Olivier J F Martin. Electromagnetic resonances in individual and coupled split-ring resonators. *Journal of Applied Physics*, 92(5):2929–2936, sep 2002.
- [261] T. Koschny, M. Kafesaki, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis. Effective Medium Theory of Left-Handed Materials. *Physical Review Letters*, 93(10):107402, sep 2004.
- [262] J. Zhou, Th Koschny, M. Kafesaki, E. N. Economou, J. B. Pendry, and C. M. Soukoulis. Saturation of the Magnetic Response of Split-Ring Resonators at Optical Frequencies. *Physical Review Letters*, 95(22):223902, nov 2005.

- [263] J. García-García, F. Martín, J. D. Baena, R. Marqués, and L. Jelinek. On the resonances and polarizabilities of split ring resonators. *Journal of Applied Physics*, 98(3):033103, aug 2005.
- [264] P. Tassin, Lei Zhang, Th Koschny, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis. Low-Loss Metamaterials Based on Classical Electromagnetically Induced Transparency. *Physical Review Letters*, 102(5):053901, feb 2009.
- [265] Philippe Tassin, Lei Zhang, Thomas Koschny, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis. Planar designs for electromagnetically induced transparency in metamaterials. *Optics Express*, 17(7):5595, mar 2009.
- [266] N. Katsarakis, T. Koschny, M. Kafesaki, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis. Electric coupling to the magnetic resonance of split ring resonators. *Applied Physics Letters*, 84(15):2943–2945, apr 2004.
- [267] Andrey K. Sarychev, Gennady Shvets, and Vladimir M. Shalaev. Magnetic plasmon resonance. *Physical Review E*, 73(3):036609, mar 2006.
- [268] T.J. Cui, D. Smith, and R. Liu. *Metamaterials: Theory, Design, and Applications*. Springer US, 2009.
- [269] F. Capolino. *Metamaterials Handbook*. Metamaterials Handbook. Taylor & Francis, 2009.
- [270] Norman Born, Ibraheem Al-Naib, Christian Jansen, Ranjan Singh, Jerome V. Moloney, Maik Scheller, and Martin Koch. Terahertz Metamaterials with Ultrahigh Angular Sensitivity. *Advanced Optical Materials*, 3(5):642–645, may 2015.
- [271] N. Born, I. Al-Naib, C. Jansen, T. Ozaki, R. Morandotti, and M. Koch. Excitation of multiple trapped-eigenmodes in terahertz metamolecule lattices. *Applied Physics Letters*, 104(10):101107, mar 2014.
- [272] Na Liu, Stefan Kaiser, and Harald Giessen. Magnetoinductive and electroinductive coupling in plasmonic metamaterial molecules. *Advanced Materials*, 20(23):4521–4525, 2008.
- [273] Ranjan Singh, Carsten Rockstuhl, Falk Lederer, and Weili Zhang. Coupling between a dark and a bright eigenmode in a terahertz metamaterial. *Physical Review B*, 79(8):085111, feb 2009.
- [274] Hannes P. Merbold, Andreas Bitzer, Jan Wallauer, Hanspeter Helm, Markus Walther, and Thomas Feurer. Radiative Coupling in Planar Metamaterials Studied by THz Time-Domain Spectroscopy. In *International Conference on Ultrafast Phenomena*, volume 1, page TuB3, Washington, D.C., 2010. OSA.

- [275] A. Mette, P. L. Richter, M. Hörteis, and S. W. Glunz. Metal aerosol jet printing for solar cell metallization. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 15(7):621–627, nov 2007.
- [276] Sebastian Binder, Markus Glatthaar, and Edda Rädlein. Analytical Investigation of Aerosol Jet Printing. *Aerosol Science and Technology*, 48(9):924–929, sep 2014.
- [277] Ralph Eckstein, Milan Alt, Tobias Rödlmeier, Philip Scharfer, Uli Lemmer, and Gerardo Hernandez-Sosa. Digitally Printed Dewetting Patterns for Self-Organized Microelectronics. *Advanced Materials*, 28(35):7708–7715, sep 2016.
- [278] Ralph Eckstein. *Aerosol Jet Printed Electronic Devices and Systems*. PhD thesis, Karlsruhe Institute of Technology, 2016.
- [279] Tobias Seifert, Enrico Sowade, Frank Roscher, Maik Wiemer, Thomas Gessner, and Reinhard R. Baumann. Additive manufacturing technologies compared: Morphology of deposits of silver ink using inkjet and aerosol jet printing. *Industrial and Engineering Chemistry Research*, 54(2):769–779, 2015.
- [280] Md Taibur Rahman, John McCloy, C. V. Ramana, and Rahul Panat. Structure, electrical characteristics, and high-temperature stability of aerosol jet printed silver nanoparticle films. *Journal of Applied Physics*, 120(7), 2016.
- [281] Julia R. Greer and Robert A. Street. Thermal cure effects on electrical performance of nanoparticle silver inks. *Acta Materialia*, 55(18):6345–6349, 2007.
- [282] Mohammad Sadeq Saleh, Chunshan Hu, and Rahul Panat. Three-dimensional microarchitected materials and devices using nanoparticle assembly by pointwise spatial printing. *Science Advances*, 3(3):e1601986, mar 2017.
- [283] Ben A. Munk. *Frequency Selective Surfaces*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, apr 2000.
- [284] Lung-Hwa Hsieh and Kai Chang. Equivalent lumped elements G, L, C, and unloaded Q’s of closed- and open-loop ring resonators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 50(2):453–460, 2002.
- [285] Zhao Hao, Michael C. Martin, Bruce Harteneck, Stefano Cabrini, and Erik H. Anderson. Negative index of refraction observed in a single layer of closed ring magnetic dipole resonators. *Applied Physics Letters*, 91(25):253119, dec 2007.
- [286] V. A. Fedotov, M. Rose, S. L. Prosvirnin, N. Papasimakis, and N. I. Zheludev. Sharp Trapped-Mode Resonances in Planar Metamaterials with a Broken Structural Symmetry. *Physical Review Letters*, 99(14):147401, oct 2007.
- [287] Ranjan Singh, Ibraheem Al-Naib, Wei Cao, Carsten Rockstuhl, Martin Koch, and Weili Zhang. The Fano Resonance in Symmetry Broken Terahertz Metamaterials. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 3(6):820–826, nov 2013.

- [288] U. Fano. Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts. *Physical Review*, 124(6):1866–1878, dec 1961.
- [289] Andreas Bitzer, Jan Wallauer, Hanspeter Helm, Hannes Merbold, Thomas Feurer, and Markus Walther. Lattice modes mediate radiative coupling in metamaterial arrays. *Optics Express*, 17(24):22108, nov 2009.
- [290] David Jahn, Ralph Eckstein, Lorenz Maximilian Schneider, Norman Born, Gerardo Hernandez-Sosa, Jan C. Balzer, Ibraheem Al-Naib, Uli Lemmer, and Martin Koch. Digital Aerosol Jet Printing for the Fabrication of Terahertz Metamaterials. *Advanced Materials Technologies*, page 1700236, dec 2017.
- [291] Steffen Rulands, David Jahn, and Erwin Frey. Specialization and bet hedging in heterogeneous populations. *Phys. Rev. Lett.*, 113:108102, Sep 2014.